



Effets thermoélectriques anisotropes dans les couches minces ferromagnétiques Py et YIG

Pham Do Chung

► To cite this version:

Pham Do Chung. Effets thermoélectriques anisotropes dans les couches minces ferromagnétiques Py et YIG. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Ecole Polytechnique X, 2014. Français. NNT : . pastel-01016941

HAL Id: pastel-01016941

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01016941>

Submitted on 1 Jul 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité

PHYSIQUE

Présentée par :

Do Chung PHAM

Pour l'obtention du titre de DOCTEUR de L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Effets thermoélectriques anisotropes dans les couches minces ferromagnétiques Py et YIG

Soutenue le 16 Mai 2014 devant le jury composé de :

Prof. Abdelmajid ANANE, UMR de Physique CNRS/Thales, Palaiseau (Président)

M. Alain MARTY, CEA INAC/SP2M/NM, Grenoble (Rapporteur)

Prof. Michel HEHN, Université H. Poincaré, Nancy (Rapporteur)

M. Daniel LACOUR, Université H. Poincaré, Nancy (Examinateur)

Prof. Henri-Jean DROUHIN, École Polytechnique, Palaiseau (Codirecteur)

Prof. Jean-Eric WEGROWE, École Polytechnique, Palaiseau (Directeur)

Thèse réalisée au Laboratoire des Solides Irradiés,

École Polytechnique, Palaiseau, France

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Résumé

Laboratoire des Solides Irradiés
Département de Physique, École Polytechnique, Palaiseau, France

Spécialité: Physique

Effets thermoélectriques anisotropes dans les couches minces ferromagnétiques Py et YIG

par Do Chung PHAM

Cette thèse est une étude s'inscrivant dans le domaine de la "Spin Caloritronics". Nous avons étudié le transport thermique anisotrope dans les couches minces ferromagnétiques. Le but de cette étude est de déterminer les relations entre le transport thermique et les états d'aimantation de la couche mince ferromagnétique.

Nous présentons tous les protocoles expérimentaux qui permettent de faire les mesures de transports électriques et thermiques. Nous présentons également les outils (le modèle, les calculs et la simulation numérique) nécessaires pour analyser finement les résultats de mesure.

Le premier objectif est la caractérisation des états d'aimantations des échantillons en utilisant des mesures de magnétorésistance et des mesures d'effets Hall (planaire et anormal). Tous les paramètres permettant de décrire les états d'équilibres magnétiques sont alors déterminés. Nous pouvons ainsi connaître très précisément les états d'aimantation de la couche mince ferromagnétique.

Le deuxième objectif est de déterminer la dépendance angulaire du transport thermique anisotrope et de la comparer à celle du transport électrique anisotrope. Pour cela nous remplaçons le courant électrique par un courant de chaleur et effectuons toutes les mesures de tension transverse. Les résultats obtenus montrent que la tension transverse du courant de chaleur a la même dépendance angulaire que la tension transverse obtenue avec un courant électrique.

Abstract

This thesis is a study in the field of "Spin Caloritronics". This work focuses on the anisotropic magnetothermal transport in ferromagnetic thin film. The aim of this study is to determine the relationship between thermal transport and the magnetization state of the ferromagnetic thin layer.

We show the experiments we used to do both electrical and thermal transport measurements. We also present a set of theoretical tools (model, calculation and simulation) which allows a better understanding of the experimental results.

The first goal is to define the magnetization state of the sample by the measuring both the magnetoresistance and Hall effect (planar and anomalous). These measurements allow finding all the parameters necessary to the description of the magnetization equilibrium state so that we accurately know the magnetization state of our ferromagnetic thin film.

The second goal is to find the angular dependence of thermal transport and to compare it with the angular dependence of electrical transport. To do so, we replace the electric current by a heat current and then do transverse voltage measurements for different angles. The results show that the measured voltage with a heat current has the same behavior as the transverse voltage measured with an electric current.

Remerciements

En effet, je n'aurais jamais pu réaliser ce travail doctoral sans le soutien d'un grand nombre de personnes qui m'ont encouragé, conseillé, aidé pendant le temps de ma thèse.

En premier lieu, je tiens à remercier mes directeurs de thèse, monsieur Jean-Eric WEGROWE et monsieur Henri-Jean DROUHIN, pour leurs multiples conseils et pour toutes les heures qu'ils ont consacrées à diriger cette recherche. Particulièrement à remercier M. Jean-Eric WEGROWE pour sa disponibilité et sa compréhension tout au long de ce travail doctoral. Avec son aide, j'ai appris à rechercher comme un "l'apprenti-chercheur".

Je voudrais remercier au jury de cette thèse : les rapporteurs, M. Alain MARTY et M. Michel HEHN, qui ont accepté de rapporter ce manuscrit ; l'examineur : M. Daniel LACOUR et le président du jury M. Abdelmajid ANANE.

Pour les échantillons que j'ai utilisés dans mon travail, je dois un grand merci à M. Daniel LACOUR et M. Michel HEHN pour les échantillons permalloys ; M. Vincent CROS et M. Abdelmajid ANANE pour les échantillons YIG.

Je remercie Mme. Martine Soyer et M. Kees VAN DER BEEK de m'avoir accueilli au Laboratoire des Solides Irradiés de l'École Polytechnique.

Je remercie l'équipe administrative et technique du laboratoire, Isabelle TAQUIN, Sylvie MICHELLE, Serge BOIZIAU et Bocar KONATE.

Je voudrais remercier les doctorants du laboratoire et les étudiants de L'École Polytechnique : Benjamin MADON et Debayan MITRA qui ont beaucoup m'aidé pendant leur stage. Particulièrement à Benjamin MADON pour ses corrections de mon manuscrit, ses conseils et ses discussions très utiles pour ma présentation.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide de différents financeurs qui sont le Réseau Thématique de recherche avancée (RTRA) Triangle de la physique, project *n*^o2009-075T (DEFIT) et le Ministère de l'Éducation et de la Formation du Vietnam.

Je remercie aussi ma famille, particulièrement ma femme et mon fils qui sont toujours à côté de moi, un grand support pour mes succès.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vi
1 Introduction	1
1.1 Objectifs de travail	2
1.2 Etat de l'Art	3
1.2.1 Thermoélectricité dépendant du spin	4
1.2.2 L'effet " Spin Seebeck "	4
1.2.2.1 Le modèle d'injection de spin	6
1.2.3 L'effet Nernst anisotrope s'invite dans la discussion	7
1.2.4 Le transport thermique anisotrope	8
2 Bases théoriques	11
2.1 Introduction au ferromagnétisme	11
2.1.1 Ferromagnétisme à l'échelle macroscopique	11
2.1.2 Ferromagnétisme à l'échelle microscopique	12
2.1.3 Etat magnétique de la couche mince	14
2.2 Transport anisotropique des charges électriques et de la chaleur.	17
2.2.1 Introduction	17
2.2.2 Equations du transport électrique en présence d'une aimantation \vec{m}	19
2.2.2.1 La loi d'Ohm	19
2.2.2.2 La dépendance angulaire	21
2.2.2.3 Premières conclusions à propos de l'effet spin-Seebeck	22
2.2.3 Equations du transport thermique en présence d'une aimantation \vec{m}	23
2.2.3.1 Cas des matériaux conducteurs électriques	24
2.2.3.2 Isolant électrique et expression générale	24
2.2.3.3 La dépendance angulaire	25
2.2.4 Force et flux ferromagnétique.	26
2.2.4.1 Application aux mesures magnéto-voltaïques.	28
2.2.5 Calcul ΔS des thermocouples	29
2.2.5.1 Thermocouple classique	29
2.2.5.2 Thermocouple dans les cas de notre mesure	31
2.2.5.3 Les thermocouples en série	32

3	Protocole de mesure	35
3.1	Échantillons	35
3.1.1	Échantillon Py (NiFe)	35
3.1.2	Échantillon YIG	36
3.2	Protocoles de mesure	37
3.2.1	Dispositif expérimental	40
3.2.2	Protocole de mesure de la magnétorésistance	41
3.2.2.1	Mesure de l'AMR en fonction de l'angle	42
3.2.2.2	Mesure de l'AMR en fonction du champ H	44
3.2.3	Protocole de mesure d'effet Hall	46
3.2.4	Protocole de mesure d'effet Seebeck et Nernst	46
3.2.4.1	Mesure de l'effet Seebeck ou Nernst en fonction de la fréquence	49
3.2.4.2	Mesure d'effet Seebeck ou Nernst en fonction de la puissance du chauffage	51
3.2.4.3	Mesure de l'effet Seebeck ou Nernst en fonction de l'angle	53
3.2.4.4	Mesure d'effet Seebeck et Nernst en fonction du champ magnétique appliqué	53
3.2.5	Analyse des données	56
4	Transport électrique anisotrope	59
4.1	Introduction	59
4.2	Mesures d'AMR	60
4.3	Mesures de l'effet Hall	66
4.3.1	Mesure avec champ magnétique hors du plan	67
4.3.2	Mesure avec champ magnétique dans le plan	69
4.4	Rôle de l'épaisseur de l'électrode	70
5	Transport thermique anisotrope	75
5.1	Introduction	75
5.2	Les mesures de la tension transverse ΔU_y	78
5.2.1	Mesures de la tension ΔU_y sur les échantillons de permalloy	78
5.2.2	Mesures en fonction du champ magnétique hors du plan	78
5.2.3	Mesures en fonction du champ magnétique dans le plan	80
5.2.4	Mesures en fonction de l'angle hors du plan de la couche	81
5.2.5	Mesures en fonction de l'angle dans le plan de la couche	82
5.3	Les mesures de tension ΔU_y pour les échantillons YIG	83
5.4	Tension ΔU_y et mesure de thermocouples $\Delta \mathcal{S}$	87
5.5	La tension ΔU_y en fonction de l'épaisseur de l'électrode	91
6	Conclusion	95
A	L'état magnétique de la couche mince	97
A.1	Programme pour calculer AMR et effet Hall en fonction du champ magnétique H	97
A.2	Programme pour calculer AMR et effet Hall en fonction de l'angle φ_H	100

A.3 Programme pour calculer AMR et effet Hall en fonction de l'angle θ_H . .	102
A.4 Programme pour calculer la tension d'effet Hall maximum (planaire et anormal) en fonction de d_{Pt}	105
Bibliographie	107

Chapitre 1

Introduction

Depuis la découverte de la magnétorésistance géante, les applications de l'électronique de spin se sont développées sous l'impulsion de l'industrie électronique avec des fonctionnalités de plus en plus diversifiées. Les applications vont des capteurs magnétiques intégrés aux mémoires RAM magnétorésistives non-volatiles, en passant par les circuits logiques magnétiques ("Magnetic Logic Units" ou MLU). L'utilisation de l'électronique de spin s'inscrit pleinement dans la feuille de route actuelle du développement de la nanoélectronique, dont l'objectif à terme n'est plus de poursuivre l'intégration extrême ou d'augmenter les vitesses de calcul, mais de multiplier les fonctionnalités des composants. En particulier, il existe une demande des industriels pour le développement des dispositifs du type "nomades" (qui ne sont pas nécessairement reliés au secteur).

Les taux d'intégration et les vitesses de cycles écriture/lecture étant déjà très élevés, les problèmes liés à la puissance dissipée sous forme de chaleur deviennent cruciaux. Sachant que la puissance dissipée par un ordinateur personnel approche celle d'un radiateur électrique d'ambiance (500W), on comprend l'importance d'une recherche orientée sur des dispositifs électroniques qui utilisent le courant de chaleurs comme source d'énergie.

C'est spécifiquement sur la diversification des fonctionnalités et l'exploitation des flux de chaleur que s'inscrit la "**Spin Caloritronics**" (ou "Magneto Caloritronics"). En effet, un certain nombre de résultats (qu'ils soient de ces dernières années ou qu'ils datent de l'essor de la magnétorésistance géante il y a 20 ans) semblent indiquer que l'action d'un **courant de chaleur** permet d'exploiter les signaux magnéto-voltaïques de la même façon qu'un **courant électrique**. On comprend que cette propriété laisse présager une **percée technologique** comparable à celle de la magnétorésistance des années 1990. Ces découvertes laissent en effet envisager un changement de paradigme en électronique de spin, dans le sens où un dispositif électronique pourrait fonctionner sans source d'énergie électrique conventionnelle mais en exploitant les flux thermiques, comme le fait par

exemple un générateur thermoélectrique classique (batterie Seebeck). Le flux thermique (ou flux de chaleur) proviendrait des composants standards disposés au voisinage des unités logiques magnétiques, sur la même puce. L'étude présentée dans cette thèse se limite à des capteurs magnétiques fonctionnant uniquement avec un flux de chaleur.

1.1 Objectifs de travail

Cette thèse est une contribution à l'étude *du transport thermique anisotrope* dans les couches minces ferromagnétiques. L'objectif de ce travail est de déterminer les relations qui existent entre le transport thermique (c'est-à-dire l'injection de courant de chaleur) et les états d'aimantation dans la couche mince ferromagnétique lors de mesures de tension thermoelectrique sur une électrode en contact avec une couche mince ferromagnétique. Ce travail comporte une étude spécifique du transport électrique d'une part, qui permet de déterminer les états magnétiques, et une étude spécifique du transport thermique d'autre part, qui nous permet de conclure sur l'origine du signal thermoélectrique.

La thèse est composée de cinq chapitres. A la suite du présent chapitre introductif (**Chapitre 1**), le **Chapitre 2** présente les outils qui seront utilisés par la suite pour l'analyse des résultats expérimentaux. On y trouve la description habituelle du comportement quasi-statique de monodomaine magnétique (cycles d'hystérésis), la description du transport électrique anisotrope, et une description (proposée récemment [1]) du transport thermique anisotrope.

Le **Chapitre 3** est une description du dispositif expérimental et des différents types de protocoles expérimentaux utilisés pour les mesures.

L'objectif du **Chapitre 4** est la caractérisation des états de l'aimantation des échantillons, sur la base des propriétés du transport électrique anisotrope. Ces mesures permettent de caractériser très précisément les états d'aimantation dans la couche mince ferromagnétique, ainsi que de comprendre le rôle des symétries dans la réponse angulaire observée sur l'électrode de mesure. Les paramètres déterminants les états d'équilibres magnétiques (constantes d'anisotropie dans le plan et hors du plan de la couche mince, aimantation à saturation, etc) peuvent alors être fixés. Ces paramètres sont rentrés dans un code de simulation numérique, afin d'ajuster les courbes expérimentales utilisées dans le chapitre suivant. Notons que dans le cas du transport électrique anisotrope, il existe trois types de réponses électriques : une réponse longitudinale (mesure AMR) et deux types de réponses transversales (effet Hall anormal et l'effet Hall planaire). Ces trois types de mesures sont complémentaires, et permettent de caractériser les états de l'aimantation projetée sur les trois directions de l'espace. La connaissance des états magnétique nous

amène à déterminer l'ensemble des coefficients de transport électrique en fonction de la nature de l'électrode utilisée et de son épaisseur.

Le **Chapitre 5** expose les résultats de la réponse à l'excitation thermique en fonction des états d'aimantation. La méthode suit pas à pas l'étude présentée au Chapitre 4. L'objectif est de déterminer le rôle des symétries angulaires en remplaçant le courant électrique par le courant de chaleur. Pour les deux types de courants, on observe un comportement identique de la tension mesurée sur l'électrode en fonction des états de l'aimantation. L'étude en transport thermique permet aussi de constater que l'analogie se généralise aux matériaux isolants électriques (dans le cas du grenat yttrium-fer : YIG).

De même que pour le courant électrique, il existe pour ces mesures un type de réponses longitudinales (configuration de type "Seebeck") et deux types de réponses transverses (configuration de type "Nernst planaire" et "Nernst anormal"). Les termes "planaire" (respectivement "anormal") font référence à une aimantation dans le plan de la couche mince (respectivement perpendiculaire au plan de la couche mince). Le terme "Nernst" fait référence au fait que la tension est mesurée perpendiculairement au flux de chaleur. Pour chaque configuration, la tension est mesurée sur l'électrode en fonction des états magnétiques, et en l'absence de courant électrique. Ce signal est une réponse magnéto-électrique à la seule excitation thermique. L'étude a été menée en fonction de la fréquence de l'excitation thermique, ainsi que pour différentes conditions de régime thermique (en particulier dans une cellule à vide). L'étude en fonction de la nature de l'électrode et en fonction de l'épaisseur de l'électrode permet de montrer que le signal en tension provient du thermocouple ΔS . Les mesures obtenues nous laissent conclure que l'hypothèse du gradient de température transverse généré par le courant de chaleur au niveau de l'électrode (c'est-à-dire l'interprétation du transport anisotrope) permet de décrire l'ensemble des résultats expérimentaux.

1.2 Etat de l'Art

Il faut en premier lieu souligner une caractéristique surprenante de la littérature dans ce domaine, qui rend l'analyse de l'état de l'art plutôt délicate et laborieuse. En effet, *l'état de l'art en spin caloritronics est pour le moins confus*. On trouve une grande polysémie dans les termes utilisés (pas exemple les termes "spin current", "Spin-Seebeck effect", "spin Hall effect" ont des différentes définitions suivant les contextes et les auteurs. De plus, un certain nombre de résultats expérimentaux sont contradictoires. Enfin, la nature des controverses développées à propos de l'interprétation des résultats de l'effet "Spin Seebeck" semble seulement se préciser en cette année 2014. Ces difficultés, qui sont

discutées ci-dessous, ne doivent cependant pas déprécier l'importance de cette recherche, en particulier relativement à son potentiel d'innovation technologique en électronique.

1.2.1 Thermoélectricité dépendant du spin

Pour un matériau conducteur, le transport de charge électrique est lié au transport de chaleur : ce sont les propriétés thermoélectriques. Appliquer une différence de potentiel permet de générer un flux de chaleur (effet Peltier) et appliquer un gradient de température permet de générer un potentiel électrique (effet Seebeck). La découverte de l'accumulation de spin et de la GMR a donc un corolaire thermoélectrique qui n'a pas échappé aux expérimentateurs à la suite des premières publications sur la GMR. La mesure des effets thermoélectriques dépendant de l'aimantation (ou "magneto-thermopower" : MTEP) a montrée qu'on pouvait réaliser des capteurs Seebeck dépendant de l'accumulation de spin [2–5]. Cependant, l'idée de réaliser des têtes de lecture fonctionnant avec un courant de chaleur ou la mise au point d'éléments Peltier contrôlés par un champ magnétique ne devaient pas représenter beaucoup d'intérêt à l'époque. En revanche, ce type de mesures soulevait des problèmes intéressants à propos des mécanismes physiques en jeu [6–11]. Récemment, les travaux du groupe de Groningen [9–12] ont montré clairement que les propriétés de l'électronique de spin liées à l'accumulation de spin (responsable de la GMR en configuration perpendiculaire au plan) trouvent leurs correspondants thermoélectriques (avec les premières validations en géométrie non-local c'est-à-dire sans courant électrique dans la branche du circuit concernée). L'ensemble de ces travaux constitue une démonstration sans ambiguïté concernant la possibilité de travailler avec les effets thermoélectriques sur des dispositifs du type vanne de spin, jonction tunnel magnétique, etc. Il est cependant trop tôt pour vérifier que des brevets industriels ont été déposés pour la réalisation des dispositifs (capteurs, batterie Seebeck, MLU, générateur aléatoire, etc) fonctionnant avec des courants de chaleurs et contrôlés par l'aimantation ou le champ magnétique.

1.2.2 L'effet " Spin Seebeck "

En 2008-2010, une série d'articles a été publiée par un consortium japonais (Tohoku University Sendai, CREST Tokyo, Japan Atomic Energy Agency, Tokai) à propos de la mesures de réponse magnéto-voltaïque à une excitation thermique, en l'absence de courant électrique [13–22] (configuration schématisée en Figure 1.1). La tension est mesurée aux bornes d'une électrode de Platine placées transversalement à une couche mince ferromagnétique. On observe le même type de signaux que ceux mesurés en électronique de spin, c'est-à-dire que la tension mesurée sur l'électrode suit les états d'aimantation

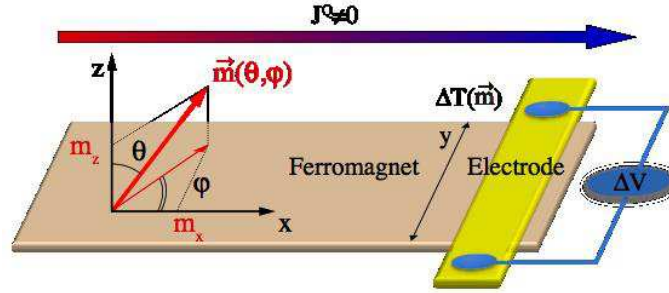


FIGURE 1.1: Configuration typique pour la mesure de l'effet Spin-Seebeck. Vue schématique d'un dispositif en croix de Hall avec une couche mince ferromagnétique et une électrode latérale non-ferromagnétique. Un courant de chaleur J^Q est injecté dans l'échantillon. Une tension ΔV , qui est une fonction de l'aimantation, est mesurée aux bornes de l'électrode.

(le signal est par exemple proportionnel à la projection de l'aimantation sur un axe). La différence notable avec la *thermoélectricité dépendant du spin* décrite au paragraphe précédent tient au fait qu'il n'y a pas d'injection de spin (au sens habituel du terme). D'une part, aucune partie du dispositif ne comporte de courant électrique, contrairement aux expériences précédemment citées. D'autre part, toutes les distances caractéristiques sont bien plus importantes que la longueur de diffusion de spin, à l'exception de l'épaisseur de l'électrode. Enfin, la caractéristique peut-être la plus remarquable est que ces effets sont observés indifféremment sur des ferromagnétiques qui sont métalliques (Permalloy) [13–15, 17], semi-conducteurs (GaMnAs) [18] ou isolants (YIG)[19–21].

À la suite de ces travaux, et après avoir été contraint d'abandonner l'idée de l'injection de spin habituelle, la distinction entre les effets thermoélectriques dépendant du spin, et les effets observés dans ce nouveau contexte est maintenant bien établie. Le nouvel effet a pris le nom d'effet "Spin Seebeck" (pour le différencier de l'effet "spin-dependent Seebeck" qui est l'analogue thermoélectrique de la GMR) [22]. Ces expériences ont été généralisées à d'autres sources d'énergie (au lieu du courant de chaleur), tel qu'une excitation mécanique (le terme de "acoustic spintronics" a été proposé) [23]. Par ailleurs, une excitation magnétique hyperfréquence conduit aussi au signal magnéto-voltaïque sur l'électrode de Pt. De façon inattendue, on retrouve ici un développement antérieur de l'électronique de spin connu sous le nom de pompage de spin (spin pumping) [24]. En effet, lors des expériences de pompage de spin, le profil d'une résonance ferromagnétique (tracée en fonction du champ appliqué ou de la fréquence) est mesurée par la tension aux bornes d'une électrode (typiquement de Pt) placée dans la même géométrie que pour l'effet Spin Seebeck [25–28]. On observe donc le même effet en remplaçant l'excitation thermique du spin Seebeck par une excitation électromagnétique du pompage de spin : les excitations générées dans une couche ferromagnétique (indifféremment isolante ou conductrice) se propagent à l'électrode et sont traduites sous la forme d'un potentiel électrique. Le terme de "thermal spin-pumping" a été proposé pour décrire l'effet Seebeck

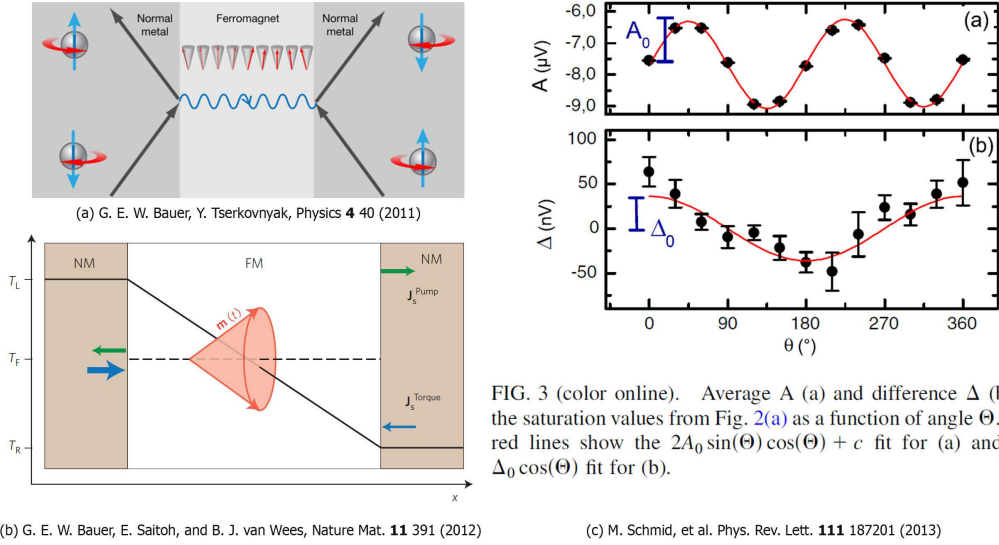


FIGURE 1.2: Hypothèse du "spin-magnon transmutation" ((a) : tiré de la référence [27]) ou "fluctuation thermique et courant de spin" ((b) : tiré de la référence [22]); (c) : comportement angulaire de l'effet Nernst anisotrope (ou l'effet Nernst planaire : ici seul l'aimantation dans le plan $\theta = 0$ est mesurée) et Δ (en bas) la contribution supposé de l'effet spin Seebeck (tiré de la référence [29]). L'angle θ est l'angle φ de la figure 1.1.

dans ce contexte [25], qui repose sur une hypothèse de "spin-magnon transmutation" [27] (voir Figure 1.2). Du point de vue strictement expérimental, la grande proximité entre les deux effets spin-Seebeck et pompage de spin a été démontré en 2012 sur YIG/Pt [26]. Du point de vue phénoménologique, l'effet spin-pumping et l'effet spin-Seebeck se décrivent identiquement par l'action d'un courant de chaleur ferromagnétique (ce sont les ondes de spin au sens large) sur une électrode, et rentrent donc dans le cadre des effets thermoelectriques du type effet Nernst.

1.2.2.1 Le modèle d'injection de spin

Un modèle théorique est proposé dans le contexte de la spin caloritronics [22, 30–34]. Dans le cadre de cette interprétation, le courant de chaleur (ou le courant d'énergie) est décrit dans le ferromagnétique par la propagation d'ondes de spin (hélas aussi identifié sous le terme de "spin-current"). Ce courant d'aimantation se déduit de façon naturelle de l'équation Landau-Lifshitz-Gilbert [22] ou de l'équation de Fokker-Planck [34] (mais il n'a rien en commun avec un courant de spin porté par les charges électrique sinon qu'il véhicule aussi un moment angulaire sous une forme magnétique). L'effet Spin-Seebeck reposerait alors sur une conversion (une "transmutation" selon la référence [27]) de ce courant d'aimantation en courant de spin habituel, porté par des charges électriques dans le métal. Ce dernier courant de spin est celui défini habituellement dans un conducteur ferromagnétique ou à l'interface avec un métal non-ferromagnétique (accumulation de

spin). Dans un deuxième temps, ce courant de spin serait alors détecté sous forme de tension via l'effet spin-Hall inverse (ISHE). Le modèle prédit une dépendance angulaire de la tension en $\cos(\theta)$ où θ désigne l'angle polaire entre l'aimantation et la couche ferromagnétique (voir Figure 1.1). Notons que l'hypothèse d'un courant de spin dans l'électrode n'est pas validé par une mesure directe, car seule la tension est mesurée aux bornes de l'électrode. L'effet spin-Hall inverse reste donc une hypothèse à ce jour.

1.2.3 L'effet Nernst anisotrope s'invite dans la discussion

En parallèle des mesures effectuées principalement par le consortium Japonais, des études détaillées ont été réalisées à partir de 2011 par des groupes spécialisés dans les mesures d'effets thermoélectriques et dans les mêmes conditions. Il s'agit en particulier du groupe de C. L. Chien au Johns Hopkins University (Baltimore) [35, 36], le groupe de B. Zink au NIST à Boulder [37], et le groupe de Jing Shi à University California Riverside [38]. Les résultats montrent que le comportement en fonction de l'angle de l'aimantation et de la direction du courant de chaleur suit les mêmes lois que l'effet Hall anisotrope (AHE) ou l'effet Nernst anisotrope (ANE) (voir Figure 1.2.c) Ces lois sont très spécifiques (en particulier, la composante planaire se distingue clairement des prédictions de la théorie du spin Seebeck proposée [30–34]). Compte tenu des différences d'amplitudes de tension mesurées (voir la Figure 1.2.c), les auteurs en déduisent que l'effet Spin-Seebeck (au sens du modèle d'injection de spin) serait caché par l'effet thermoélectrique anisotrope ANE. On aurait donc un effet macroscopique (effet massif et non pas d'interface) qui ne relève pas de l'injection de spin. En effet, l'ANE a la même origine que la magnétorésistance anisotrope AMR (en y incluant l'effet "Hall anormal"), tel que présenté, par exemple, dans l'article de référence McGuire et Potter de 1975 (équation (1) de " *Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys* ", IEEE Trans. Mag. 11, 1018 (1975)). L'origine de l'anisotropie provient évidemment du couplage des porteurs de charge électrique avec l'aimantation, c'est-à-dire *l'interaction spin-orbite*.

Jusqu'à cette année 2013, la polémique est restée confinée entre les rares tenants de l'interprétation ANE (principalement C. L. Chien et B. Zink) contre la théorie de l'injection de spin défendue par le consortium japonais et leurs collaborateurs américains et européens [19, 22, 28]. Cependant les discussions dans le cadre des Workshops ont pris de l'ampleur (Gordon conférence Hong Kong 2013, SPIE, spintronics VI, San Diego 2013), et de nouveaux groupes ont publié des contributions dans le sens des références [29, 39–41]. On notera en particulier le groupe de Ch. Back à l'Université de Regensburg avec un résultat publié en septembre de cette année [29] (Figure 1.2c). On lit dans l'abstract : " *After the identification of the contribution of the planar and anomalous Nernst*

effects, we find an upper limit for the trasnverse spin Seebeck effect, which is several order of magnitude smaller than previously reported".

L'interprétation de l'effet spin Seebeck en termes d'injection de spin est très sérieusement affectée par ses résultats car le comportement angulaire mesuré est indubitablement une signature du transport anisotrope (avec les deux termes de l'effet Hall planaire et le terme "anomalous" hors du plan) et de ses équivalents thermoélectriques (avec les deux termes correspondants pour l'effet Nernst planaire et "anomalous"). Dans ce contexte, la disparition du signal lorsque l'épaisseur de l'électrode dépasse quelques dizaines de nanomètres est aussi bien comprise par un effet de court-circuit [42].

Cependant, l'interprétation immédiate de l'ensemble des mesures spin Seebeck avec l'ANE n'en est pas validée pour autant, et ceci pour deux raisons. D'une part l'argument d'une mesure ANE directe ne fonctionne que pour une couche ferromagnétique conductrice. L'électrode joue alors un rôle passif et ne sert qu'à contacter la couche ferromagnétique. Mais dans le cas de l'isolant, l'électrode ne peut plus jouer le rôle d'une sonde de potentiel électrique. Il faut alors expliquer comment l'électrode acquiert les propriétés d'anisotropie de la couche sur laquelle elle est en contact. D'autre part, même pour les ferromagnétiques conducteurs, les caractéristiques du signal mesuré en fonction de la nature de l'électrode montrent que l'électrode n'a pas qu'un rôle passif. En particulier, le signal s'annule avec une électrode de cuivre et il change de signe avec une électrode de Ta au lieu de Pt [43].

Pour contrer ce problème, C.L. Chien a proposé l'hypothèse de l'effet de proximité magnétique [17]. L'électrode se magnétise sur une courte distance en contact avec la couche ferromagnétique. Ainsi, la mesure revient à sonder les propriétés d'anisotropie sur un conducteur ferromagnétique. Cette idée explique bien l'ensemble des mesures et semble être validée dans certains cas [17]. Cependant, le consortium japonais a publié cette année une série de mesure qui a invalidé l'hypothèse de l'aimantation induite dans leurs échantillons [43] (il suffit en effet d'intercaler une couche de Cu de 10 nm entre la couche ferromagnétique et l'électrode de Pt et de montrer que l'effet est toujours présent).

1.2.4 Le transport thermique anisotrope

Pour résumer, on a une première théorie, construite dans le cadre de l'électronique de spin en vue d'expliquer les mesures spin-Seebeck, qui ne prédit pas la bonne dépendance angulaire. D'autre part, une autre explication simple reposant sur le couplage spin-orbite - l'effet Nernst anormal ANE (un effet connu depuis fort longtemps mais qui reste problématique aujourd'hui à plusieurs titres [44, 45]) - ne rend pas compte du rôle actif de l'électrode.

Un résultat remarquable publié cette année par un consortium allemand mené par de K. Nielsch dans le cadre du programme prioritaire allemand (incluant ici les universités de Hambourg, Berlin, Bochum et Weinberg) [46] montre que le transport anisotrope peut se généraliser au transport de chaleur dans un matériau ferromagnétique. Il s'agit d'une mesure claire de l'anisotropie de la résistance thermique en fonction d'un champ magnétique extérieur dans un fil de Ni. Cette mesure est faite en parallèle avec la mesure de la magnétorésistance d'anisotropie (AMR), et la courbe thermique suit exactement le profil de la magnétorésistance, c'est-à-dire de l'aimantation. L'amplitude de l'anisotropie est de 1% pour la résistance thermique à comparer à 2% pour la résistance électrique. Ce résultat n'est pas très surprenant compte tenue de la loi de Wiedemann-Franz qui relie les deux types de transport dans les métaux, mais cette observation n'est pas sans conséquence pour le problème du Spin-Seebeck. En effet, pour un courant de chaleur imposé aux bornes de l'échantillon, la répartition des températures au sein de l'échantillon est anisotrope (il existe des gradients dans les trois directions), et cette répartition dépend de la direction de l'aimantation.

En conséquence, si on place une électrode sur la couche ferromagnétique (en contact thermique), le gradient de température va générer un thermocouple (un effet Seebeck de l'électrode avec les contacts électriques posés sur l'électrode), et la tension mesurée dépend des états de l'aimantation (voir Figure 1.1).

De plus, l'effet Righi-Leduc, c'est-à-dire l'équivalent de l'effet Hall pour le transport thermique, est également connu depuis longtemps. On peut donc s'attendre à mesurer un effet "anomalous Righi-Leduc", ou "magnon-Hall effect" dans les matériaux ferromagnétiques. Ces effets sont étudiés par une autre communauté (hors de l'électronique de spin) et sur des matériaux spécifiques [1, 47]. Mais on peut supposer que ce type d'effets se généralise à tous les matériaux ferromagnétiques, en raison de l'anisotropie intrinsèque et de relation de réciprocité d'Onsager [48].

En conclusion, l'existence des deux effets (l'anisotropie thermique et Righi-Leduc anormal), qui reste à établir dans le cas général, conduirait à des différences de température dont les lois suivent exactement la dépendance angulaire de l'effet ANE, avec les deux composantes "anomalous" (aimantation hors du plan) et planaire (aimantation dans le plan) [1].

C'est sur ce scénario que nous avons focalisé l'interprétation de nos résultats (voir chapitre 5). La méthode étant de chercher dans l'ensemble des résultats expérimentaux un écart aux prédictions du transport thermique anisotrope, qui imposerait une autre interprétation (spin-Seebeck, effet de proximité magnétique, ou autres).

Chapitre 2

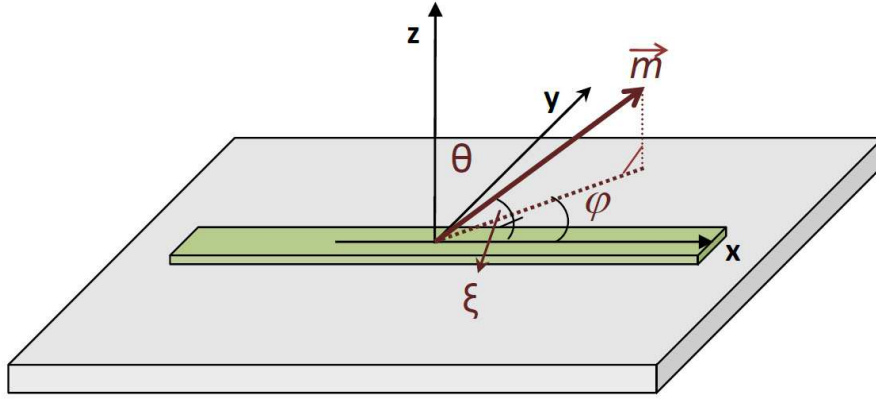
Bases théoriques

Cette thèse fait appel à de nombreux domaines de la physique comme le ferromagnétisme, le micro-magnétisme, le transport électronique, le transport thermique ou encore la thermoélectricité. Par conséquent, nous allons dans ce chapitre aborder des phénomènes physiques, des notions, des définitions et des termes qui faciliteront la lecture du reste de cette thèse.

2.1 Introduction au ferromagnétisme

2.1.1 Ferromagnétisme à l'échelle macroscopique

Dans les matériaux ferromagnétiques, par exemple les métaux de transition de type *3d* comme le nickel (Ni) ou le cobalt (Co), il y a des interactions dites *d'échange positives* qui favorisent le parallélisme des moments magnétiques des atomes voisins. Tout se passe comme si un champ magnétique, appelé *champ moléculaire*, alignait les moments. A haute température, l'agitation thermique conduit à une susceptibilité magnétique $\chi_H = \partial M / \partial H$ similaire à celle d'un paramagnétique (loi de Curie-Weiss) : $\chi_H(T) = \frac{C}{T - T_C}$, avec C la constante de Curie, T_C température de Curie pour le matériau et T la température absolue. En dessous de la température de Curie T_C , les interactions dominent l'agitation thermique et une *aimantation spontanée* (M) apparaît en l'absence de champ magnétique appliqué. L'aimantation atteint sa valeur maximale M_s lorsque tous les moments individuels sont parallèles. La température de Curie pour le Ni est de $T_C^{Ni} \simeq 630K$. Dans le cadre de ce travail, la température est celle de l'ambiante (de l'ordre de $\sim 300K$) ce qui signifie que la condition ferromagnétique est toujours satisfaite.

FIGURE 2.1: Orientation de l'aimantation \vec{m} définie par l'angles θ et φ .

Malgré l'existence d'une aimantation spontanée en dessous de T_C , un matériau ferromagnétique n'est pas toujours spontanément aimanté : son moment magnétique total peut être nul, on dit alors que le matériau est désaimanté. Ceci résulte du fait que l'intérieur du matériau est divisé en domaines magnétiques, appelés *domaines de Weiss*. Chaque domaine, qui comporte un grand nombre d'atomes, est spontanément aimanté mais d'un domaine à l'autre la direction des moments, c'est-à-dire de l'aimantation spontanée locale, varie de sorte que le moment magnétique total est nul. Il faut donc appliquer un champ magnétique pour aligner tous les moments magnétiques une première fois. Alors, le matériau est aimanté.

2.1.2 Ferromagnétisme à l'échelle microscopique

Nous considérons dans ce travail que la couche mince magnétique de nos échantillons est mono-domaine et possède un axe facile d'aimantation. L'orientation de l'aimantation \vec{M} est alors définie par seulement deux angles : l'angle azimutal φ et l'angle polaire θ . Ces angles sont représentés sur la figure 2.1. Nous utiliserons le même système de coordonnées pour exprimer les champs magnétiques.

L'état magnétique à l'équilibre de l'aimantation est défini par la minimisation de la densité d'énergie E : $\frac{\partial E}{\partial \vec{m}} = 0$, où $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{V}$ est l'aimantation spontanée par unité de volume. La norme de cette grandeur est supposée invariante en présence d'un champ magnétique extérieur.

Dans les cas simples (pas de magnétostriction par exemple), la densité d'énergie totale de ce système est, en général, la somme de quatre termes : le terme d'échange, le terme de Zeeman, le terme d'anisotropie et le terme magnétostatique.

Chacun de ces termes de densité d'énergie E_t peut être écrit sous la forme : $E_t = -\vec{H}_t \cdot \vec{m}$, donc chacun peut être associé à un champ magnétique H_t . Lorsque H_t est associé à un

terme d'énergie anisotropie, il s'appelle *champ d'anisotropie* et son amplitude est égale à ce qu'on appelle *champ coercitif*. Dans ce cas, l'aimantation \vec{m} et le champ sont alignés. C'est le principe de minimisation d'énergie qui fait que l'aimantation s'aligne avec le champ magnétique effectif total, qui est la somme du champ magnétique extérieur et des autres contributions.

La densité d'énergie d'échange vient de l'interaction coulombienne quantique entre les atomes voisins. L'interaction est due au recouvrement de la fonction d'onde électronique et au principe d'exclusion des fermions de Pauli. Ce terme est donné par des valeurs propres de l'hamiltonien de Heisenberg. A cause de ce terme, chaque spin cherche à s'aligner avec les spins voisins.

$$H = - \sum_{i,j;i \neq j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.1)$$

La densité d'énergie Zeeman est donnée par l'interaction entre le champ magnétique appliqué \vec{H} et l'aimantation :

$$E_Z = -\vec{H}_{ext} \cdot \vec{m} \quad (2.2)$$

Si le champ magnétique extérieur est suffisamment fort, l'énergie du terme Zeeman devient très importante. On peut donc négliger l'énergie des autres termes. Il est de ce fait possible d'aligner l'aimantation du système le long du champ magnétique extérieur. On dit alors que le système est saturé.

La densité d'énergie d'anisotropie vient de l'anisotropie magnéto-cristalline qui est due pour l'essentiel au couplage spin orbite et au champ cristallin qui introduisent des termes correctifs aux niveaux d'énergies dans le cristal. Ceux-ci dépendent de l'orientation du moment par rapport aux axes cristallins. Il existe donc dans un cristal des directions d'aimantation qui minimisent l'énergie. Ces axes sont appelés directions faciles d'aimantation.

La densité d'énergie magnétostatique ou anisotropie de forme est générée par la présence des pôles magnétiques sur la surface de l'échantillon. Le champ magnétique généré par l'aimantation de l'échantillon est appelé le champ de démagnétisation \vec{H}_d :

$$\vec{H}_d = -N\vec{m} \quad (2.3)$$

où N est le tenseur d'anisotropie de forme.

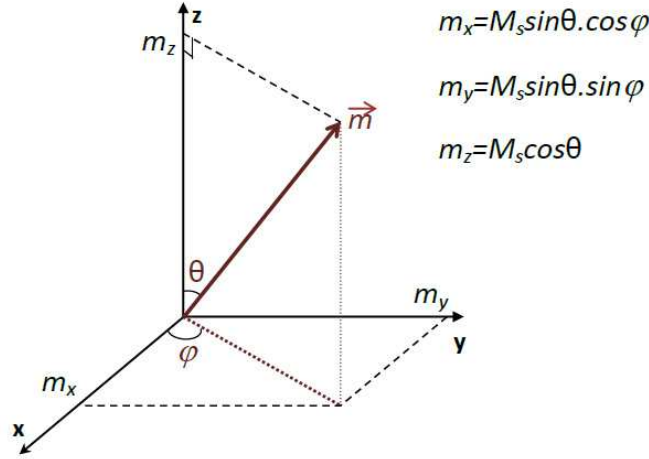


FIGURE 2.2: Projection de l'aimantation du sur trois axes Ox, Oy et Oz

Si le matériau est aimanté le long de l'axe x (axe de facile aimantation par exemple), un champ magnétique appliqué \vec{H} dans une direction différente de x va avoir tendance à faire tourner l'aimantation, alors que le terme d'anisotropie s'oppose à cette rotation. Si le champ appliqué est le long de l'axe de facile aimantation, il va stabiliser cette aimantation s'il est dans le même sens que l'aimantation. Par contre, si on le fait décroître jusqu'à changer son sens il va alors favoriser l'aimantation dans la direction opposée. Il y aura donc une valeur du champ pour laquelle l'aimantation se renverse. Nous verrons que l'existence du terme d'anisotropie fait apparaître une hystérésis magnétique.

2.1.3 Etat magnétique de la couche mince

On peut calculer le comportement de l'aimantation en fonction du champ appliqué en remarquant que l'échantillon dans ce travail est un mono-domaine magnétique, l'interaction d'échange est suffisamment forte pour que les spins restent parallèles et que l'aimantation macroscopique se comporte comme un vecteur de module M_s constant. Dans ce cas, l'influence du champ se traduira seulement par **une rotation macroscopique de l'aimantation** pour les états à l'équilibre. Ceci permet un traitement classique des termes d'anisotropie et d'interaction avec le champ pour définir la position de l'aimantation \vec{m} . L'énergie du système comporte donc trois termes.

1. L'énergie de Zeeman couple l'aimantation au champ appliqué. Elle est donné par :

$$E_Z = -\vec{H}_{ext} \cdot \vec{m} = -(H_x m_x + H_y m_y + H_z m_z) \quad (2.4)$$

Ce qui donne en utilisant les angles définis dans la section précédente :

$$E_Z = -H.M_s(\sin \theta_H \cos \varphi_H \sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_H \sin \varphi_H \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta_H \cos \theta) \quad (2.5)$$

La géométrie spécifique de l'échantillon (couche mince), impose que le champ démagnétisant (H_d environ quelques kOe) soit dans le plan de la couche mince de même que le champ d'anisotropie (H_a environ quelques Oe) doit aussi être dans le plan mais n'est pas obligatoirement parallèle à l'axe Ox.

2. En général, le terme d'anisotropie magnétocristalline prend la forme : $E_a = K \sin^2 \xi_a$ ($0^\circ \leq \xi_a = (\vec{H}_a, \vec{m}) \leq 90^\circ$). K est l'énergie d'anisotropie par unité de volume. Si $K > 0$, l'énergie est minimum pour $\xi_a = 0^\circ$ donc l'aimantation \vec{m} est le long de l'axe facile d'aimantation. Si on pose $H_a = 2K/M_s$, l'énergie d'anisotropie devient :

$$E_a = \frac{1}{2} H_a M_s \sin^2 \xi_a \quad (2.6)$$

où $\xi_a = \arccos(h_{ax}m_x + h_{ay}m_y + h_{az}m_{az})$. Utilisons la définition des m_x, m_y, m_z (figure 2.2) et faisons pareil pour h_{ax}, h_{ay}, h_{az} (remplacer θ par θ_a ; φ par φ_a et M_s par H_a), on a :

$$E_a = \frac{H_a \cdot M_s}{2} \sin^2 [\arccos(\sin \theta_a \cos \varphi_a \sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_a \sin \varphi_a \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta_a \cos \theta)] \quad (2.7)$$

3. Le terme démagnétisant a déjà été écrit dans la section précédente (équation 2.3) :

$$E_d = \frac{1}{2} N \cdot \vec{m}^2 \quad (2.8)$$

Dans le cas de la couche mince, on a une anisotropie de forme qui est une aimantation orientée dans le plan d'échantillon. L'énergie d'anisotropie de forme dans ce cas est :

$$E_d = \frac{1}{2} N_z m_z^2 = \frac{1}{2} N_z M_s^2 \cos^2 \theta = \frac{1}{2} H_d M_s \cos^2 \theta \quad (2.9)$$

On utilise 2.5, 2.7 et 2.9 pour écrire l'énergie totale du système qui est la somme de toutes ces énergies :

$$\begin{aligned} E = & -H.M_s(\sin \theta_H \cos \varphi_H \sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_H \sin \varphi_H \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta_H \cos \theta) \\ & + \frac{H_a \cdot M_s}{2} \sin^2 [\arccos(\sin \theta_a \cos \varphi_a \sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_a \sin \varphi_a \sin \theta \sin \varphi \\ & + \cos \theta_a \cos \theta)] + \frac{H_d M_s}{2} \cos^2 \theta \quad (2.10) \end{aligned}$$

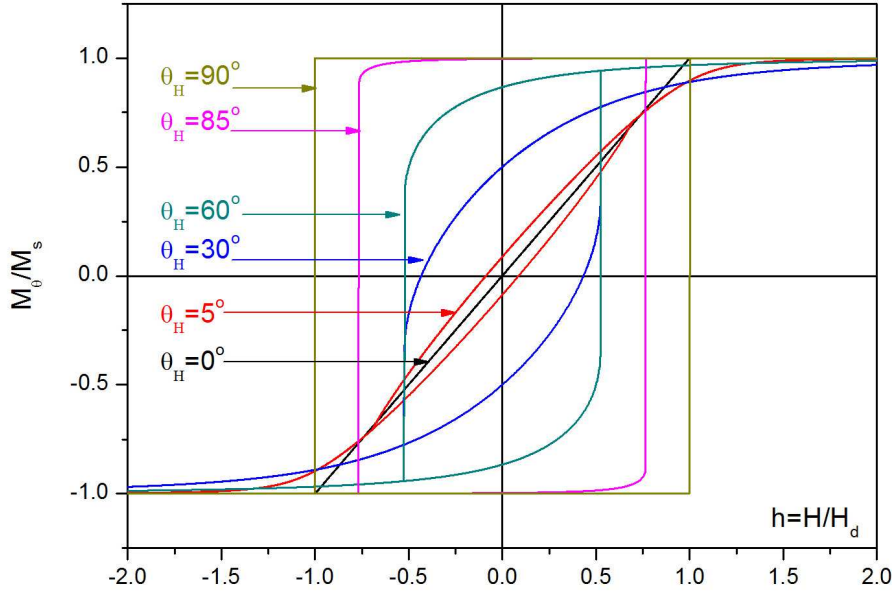


FIGURE 2.3: Cycle d'hystérésis de l'échantillon couche mince dans le cas où le champ d'anisotropie est nul, le champ démagnétisant $H_d = 1T$ et le champ magnétique appliqué toujours dans le plan xOz. Les angles θ_H et φ_H ont été définis à la figure 2.1.

L'équation 2.10 permet alors de chercher l'état d'aimantation (défini par θ et φ) en fonction du champ magnétique extérieur. Il s'agit des états d'équilibre quasi-statiques de l'aimantation \vec{m} , c'est à dire le cycle d'hystérésis $M(H)$. Pour chercher les angles θ et φ qui minimisent l'énergie, on a utilisé la condition $\vec{\nabla} E = \vec{0}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \quad \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0 \\ \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} < 0 \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} < 0 \end{aligned} \quad \text{et} \quad (2.11)$$

Pour chercher l'énergie minimum avec chaque valeur de champ magnétique, nous avons utilisé un code de Mathematica. Ce programme utilise la méthode "quasi-Newton" pour chercher l'énergie minimum locale et donner un couple (θ, φ) qui correspond à cet état. Le calcul détaillé est présenté dans l'annexe A. La figure 2.3 présente l'état magnétique d'un échantillon dans le cas plus simple : champ d'anisotropie nul et champ magnétique appliqué tournant dans le plan xOz ($\varphi_H = 0^\circ$ et θ_H varie). Dans ce cas, l'énergie a seulement deux termes, l'échantillon se comporte comme un nano fil.

Dans le cas général, l'axe facile n'est pas le long de l'axe Ox, on a le profil du $M(H)$ (les cycles d'hystérésis) est la forme complète différente de la figure 2.4. Dans ce cas, le profil d'AMR est présenté dans la figure 2.5 et l'AMR ($\theta_H = 30^\circ$ et $\varphi_H = 0^\circ$) et l'état d'aimantation est présenté dans la figure 2.6.

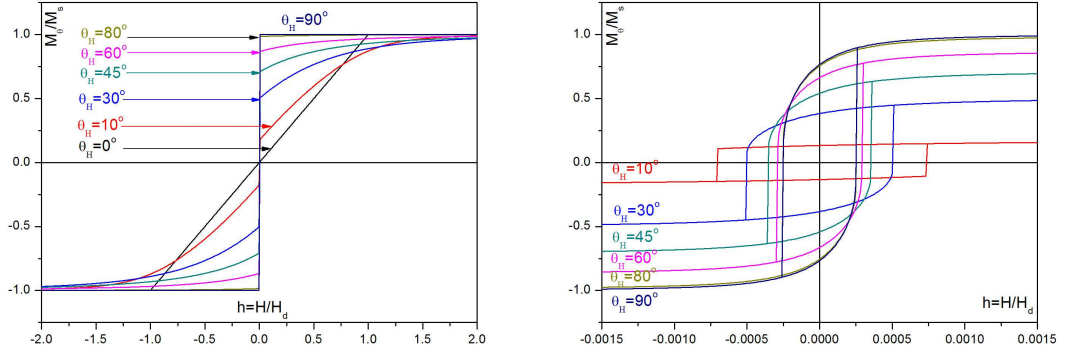


FIGURE 2.4: Cycle d'hystérésis de l'échantillon couche mince dans le cas où le champ d'anisotropie est $H_a = 50e$, le champ démagnétisant $H_d = 1T$ et le champ magnétique appliqué tourne dans le plan xOz. Les angles θ_H et φ_H ont été définis à la figure 2.1.

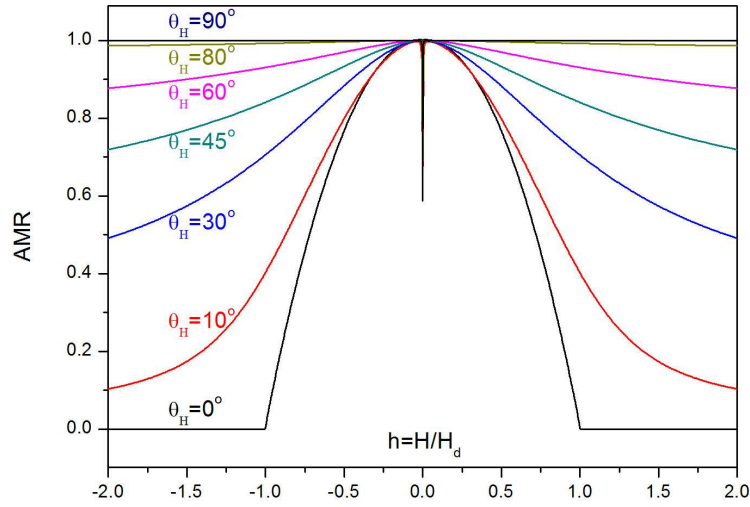


FIGURE 2.5: Profils d'AMR de l'échantillon couche mince dans le cas champ anisotropie est $H_a = 50e$, le champ démagnétisant $H_d = 1T$ et le champ magnétique appliqué tourne dans le plan xOz. Les angles θ_H et φ_H ont été définis à la figure 2.1.

2.2 Transport anisotrope des charges électriques et de la chaleur.

2.2.1 Introduction

La section précédente avait pour objectif la détermination des états d'équilibre quasi-statique d'une aimantation uniforme en fonction du champ magnétique appliqué et des différentes contributions possibles des champs internes. Ces états sont déterminés par la condition d'équilibre $\vec{H}_{eff} \equiv -\vec{\nabla}_m E = 0$, où E est l'énergie du système ferromagnétique considérée dans la section précédente. Du point de vue expérimental, les échantillons étudiés dans cette thèse (et dans la bibliographie de l'état-de-l'art) possèdent au moins une dimension nanoscopique (couches minces, nanofils, etc). L'aimantation M_s , qui est proportionnelle au volume du matériau, est donc très faible et les mesures habituelles

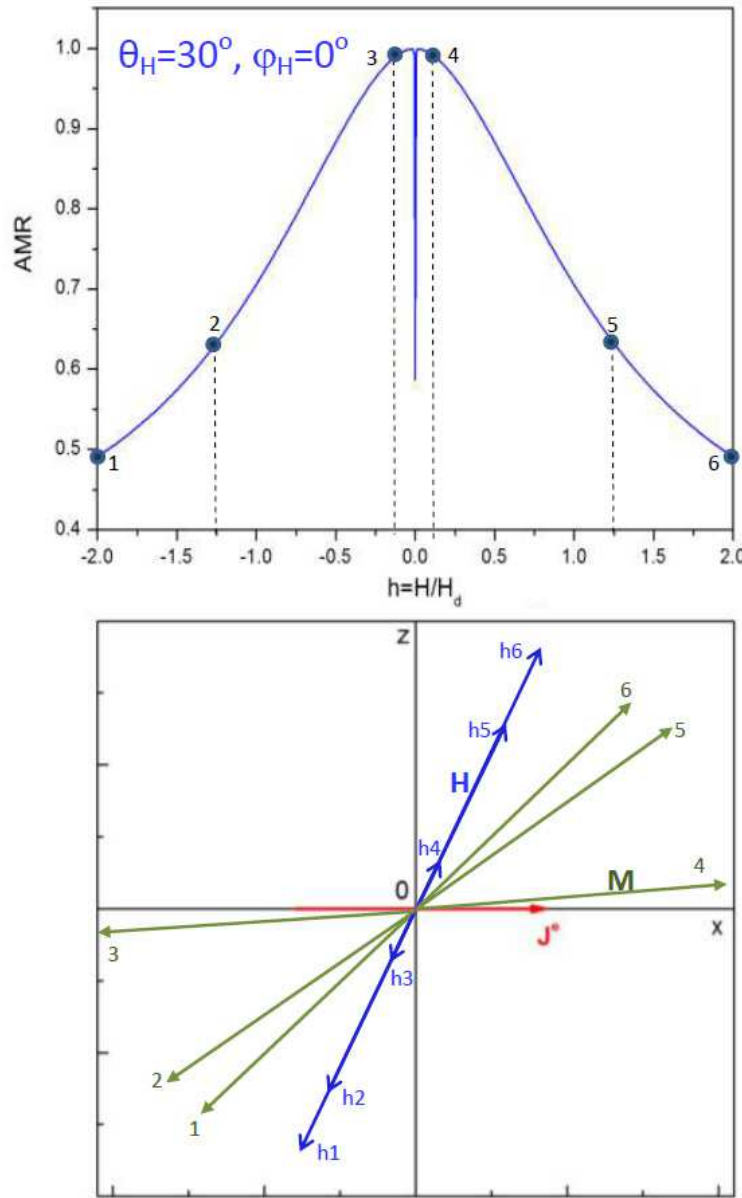


FIGURE 2.6: Profils d'AMR de l'échantillon couche mince avec $\theta_H = 30^\circ$ et $\varphi_H = 0^\circ$ et les positions d'aimantation en fonction du champ magnétique

de magnétométrie ne sont pas suffisamment sensibles (il y a cependant quelques exceptions notables). En revanche, si les échantillons se contactent individuellement, certaines *propriétés de transport magnéto-électrique* permettent de mesurer assez facilement l'aimantation d'objets de taille arbitrairement petite, car les signaux magnéto-voltaïques ne dépendent pas du volume magnétique. La *magnétorésistance anisotrope* (ou AMR), décrite ci-dessous, constitue une des méthodes voltamétriques de mesure de l'aimantation (avec la magnétorésistance géante et la magnétorésistance tunnel). Nous allons montrer que le *transport thermique anisotrope* peut aussi constituer une méthode de mesure voltamétrique de l'aimantation. Cette description est inspirée de la référence [1].

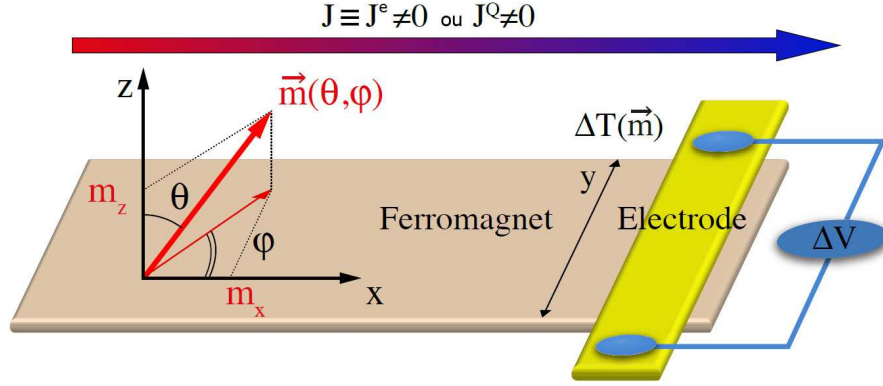


FIGURE 2.7: Schéma d'un dispositif en croix de Hall. La ligne est ferromagnétique, l'électrode transverse est un métal normal. La direction de l'aimantation est donnée par les angles θ et φ . Si $\vec{J} \equiv \vec{J}^e \neq 0$ ($\vec{J}^Q = 0$), le courant électrique génère la tension Hall $V(\theta, \varphi)$ selon Oy. Si $\vec{J} \equiv \vec{J}^Q \neq 0$ ($\vec{J}^e = 0$), le courant de chaleur génère une différence de température $\Delta T(\theta, \varphi)$ selon Oy. Cette différence de température est mesurée par la tension Seebeck $\Delta V(\theta, \varphi)$.

2.2.2 Equations du transport électrique en présence d'une aimantation \vec{m}

2.2.2.1 La loi d'Ohm

Le transport électrique est décrit par la loi d'Ohm, qui est une loi causale : le courant électrique \vec{J}^e est généré par la force $\vec{\mathcal{E}} = -\vec{\nabla}\mu^e/q$, où μ^e est le potentiel électrochimique défini localement [49], et $\vec{\mathcal{E}}$ le champ électrique. On montre, sur la base du premier et du deuxième principe de la thermodynamique (dans le cadre de la théorie thermocinétique [50–52]), qu'il existe un ensemble de fonctions d'état $\hat{\sigma}$ tel que localement on ait $\vec{J}^e = \hat{\sigma}\vec{\mathcal{E}}$. Le coefficient de transport $\hat{\sigma}$ est le tenseur de conductivité électrique. Dans le cas d'un matériau homogène et isotrope, la conductivité électrique est un scalaire σ . La loi d'Ohm est alors invariante par rotation dans l'espace. Mais quel que soit le système magnétique étudié, si l'aimantation \vec{m} est non nulle, la symétrie est brisée et le système ne peut pas être isotrope. S'il existe en outre une interaction entre les porteurs de charge (par exemple les électrons de conduction) et l'aimantation, les propriétés de transport cessent aussi d'être isotropes (cas des métaux de transition 3d par exemple [53]). Dans le cas général, la conductivité est un tenseur $\hat{\sigma}$, et on a, dans un référentiel orthonormé $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$:

$$\begin{pmatrix} J_x^e \\ J_y^e \\ J_z^e \end{pmatrix} = -\frac{1}{q} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial\mu^e/\partial x \\ \partial\mu^e/\partial y \\ \partial\mu^e/\partial z \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Le nombre de coefficients σ_{ij} ($(i, j) \in (x, y, z)$) indépendants est imposé par les symétries du système, qui comprennent les symétries dans l'espace \mathbb{R}^3 et les symétries dynamiques, prises en compte par les relations de réciprocité d'Onsager [54–56]. Ces dernières imposent l'égalité des coefficients croisés dans la matrice de transport (voir ci-dessous). Dans les descriptions habituelles du tenseur $\hat{\sigma}$ [52, 57], l'origine physique de l'anisotropie est attribuée à la structure cristalline. On comprend bien que la conductivité n'est pas la même suivant les axes du référentiel $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ en raison de l'anisotropie de la maille cristalline (sauf dans le cas d'une symétrie cubique). Mais les conséquences de cette anisotropie sur le transport sont très faibles, et nous allons la négliger dans ce travail. Nous supposons par conséquent que les matériaux sont *isotropes à aimantation nulle*, c'est-à-dire isotropes du point de vue de leur structure : c'est le cas par exemple des matériaux polycristallins ou amorphes.

Nous nous intéressons ici au cas des matériaux ferromagnétiques avec une aimantation donnée par un vecteur unitaire \vec{m} . Nous supposons par ailleurs que l'effet du champ magnétique extérieur est négligeable (de l'ordre de 1 Tesla) en comparaison au champ interne créé par l'aimantation (typiquement deux ordres de grandeur plus importante). Dans les systèmes magnétiques, l'isotropie de l'espace est brisée mais le système conserve une symétrie axiale. En d'autres termes, la propriété d'invariance par une rotation quelconque dans l'espace est remplacée par une propriété d'invariance par rotation autour d'un vecteur axial défini par \vec{m} , c'est-à-dire soit par l'aimantation, soit par le champ magnétique correspondant, soit encore par le moment cinétique correspondant [58] (ces trois objets sont équivalents du point de vue des symétries). Nous examinons ci-dessous les conséquences de cette symétrie, indépendamment des autres propriétés éventuelles du système.

Lorsque la conductivité dépend d'un vecteur axial, les relations de réciprocité d'Onsager imposent que les coefficients non-diagonaux soient égaux mais de signe opposés $\sigma_{ij} = -\sigma_{ji}$ (avec $i, j = \{x, y, z\}$ et $i \neq j$) [55, 56]. En effet, les relations de réciprocité d'Onsager se déduisent de l'invariance par renversement du temps ($t \rightarrow -t$) des équations de la dynamique à l'échelle microscopiques. Or, avec un vecteur axial, le changement de sens du temps rend les équations invariantes car il s'accompagne du renversement du vecteur axial $\vec{m}(t) \rightarrow -\vec{m}(-t)$. Il faut donc associer au renversement du sens du temps une rotation de π du vecteur axial, afin de retrouver l'invariance des équations. Cela justifie le facteur $e^{i\pi} = -1$ dans la relation entre les coefficients non-diagonaux de la matrice [55].

Si nous supposons dans un premier temps que le référentiel $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ est tel que l'aimantation $\vec{m} = \vec{e}_z$ soit perpendiculaire au plan de la couche mince de la Fig 2.7, alors la matrice se simplifie en :

$$\begin{pmatrix} J_x^e \\ J_y^e \\ J_z^e \end{pmatrix} = -\frac{1}{q} \begin{pmatrix} \sigma & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial\mu^e/\partial x \\ \partial\mu^e/\partial y \\ \partial\mu^e/\partial z \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

où les propriétés $\sigma_z \neq \sigma$ et $\sigma_H \neq 0$ sont imposées par le vecteur axial le long de \vec{e}_z . Le coefficient croisé est noté σ_H en référence à la conductivité de Hall (conséquence d'un champ magnétique extérieur et de la force de Lorentz), qui est ici généralisé à un vecteur axial \vec{m} quelconque. Dans le cas des métaux ferromagnétiques (pour lesquels le transport est assuré par des électrons de conduction), cette généralisation repose sur *l'interaction spin-orbite* [44, 45, 53].

2.2.2.2 La dépendance angulaire

Pour un référentiel orthonormé orienté dans une direction $\{\theta, \varphi\}$ arbitraire, la loi d'Ohm est transformée par application de la rotation correspondante $\mathcal{R} \in SO(3)$. La loi d'Ohm Eq.(2.13) se généralise en :

$$\vec{J}^e = \left(\sigma \hat{\mathbb{I}} + (\sigma_z - \sigma) \hat{P}_m - \sigma_H \hat{Q}_m \right) \vec{\mathcal{E}}, \quad (2.14)$$

où $\hat{\mathbb{I}}$ est la matrice identité, $\hat{P}_m \equiv \vec{m}\vec{m}^t$ est la matrice de projection sur le vecteur \vec{m} , et \hat{Q}_m est la matrice antisymétrique représentant \vec{m} , correspondant à l'application telle que $\vec{J}^e \mapsto \vec{m} \times \vec{J}^e$. Eq.(2.13) et Eq.(2.14) sont équivalentes parce que Eq.(2.14) est invariante par rotation de \vec{m} dans le sens où pour une rotation arbitraire $\mathcal{R} \in SO(3)$, on a :

$$\mathcal{R}(\vec{J}^e) = \left(\sigma \hat{\mathbb{I}} + (\sigma_z - \sigma) \hat{P}_{m'} - \sigma_H \hat{Q}_{m'} \right) \mathcal{R}(\vec{\mathcal{E}}) \quad (2.15)$$

où $\vec{m}' = \mathcal{R}(\vec{m})$

Il est important de noter que l'espace de configuration de l'aimantation uniforme \vec{m} (l'ensemble des états accessibles) est identifié à la surface de la sphère \mathcal{S}^2 , et peut être paramétré par l'ensemble des rotations \mathcal{R} . Ainsi, les cycles d'hystérésis décrits dans la **section I** ci-dessus représentent chacun une succession (avec des discontinuités) de rotations \mathcal{R} appliquées au vecteur \vec{m} . Dans cette optique, les expériences reportées dans les références discutées dans l'état de l'art consistent à mesurer la tension $\Delta V = \int \vec{\mathcal{E}} d\vec{r}$ donnée dans l'équation Eq.(2.15) (et dans son analogue thermique introduit ci-dessous) en fonction de l'ensemble des rotations \mathcal{R} .

Comme les expériences sont habituellement réalisées en mode galvanostatique (à courant \vec{J}^e constant), il est plus pratique d'inverser la loi d'Ohm Eq.(2.14) en introduisant le

tenseur de résistivité $\hat{\rho} = \hat{\sigma}^{-1}$. Sous une forme vectorielle on a :

$$\vec{\mathcal{E}} = \rho \vec{J}^e + (\rho_z - \rho) \left(\vec{J}^e \cdot \vec{m} \right) \vec{m} + \rho_H \vec{m} \times \vec{J}^e \quad (2.16)$$

où $\rho = \sigma/(\sigma^2 + \sigma_H^2)$, $\rho_H = \sigma_H/(\sigma^2 + \sigma_H^2)$ et $\rho_z = \sigma_z^{-1}$. Eq.(2.16) est l'expression générale pour le transport électronique prenant en compte l'interaction spin-orbite [53].

Après l'intégration sur l'échantillon, le premier terme du côté droite de Eq.(2.16) donne la résistance usuelle, le second terme définit l'effet de résistance anisotrope ou AMR (en y incluant la contribution en configuration Hall de l'AMR, dite l'effet Hall planaire "Planar Hall Effect" PHE), et le dernier terme définit l'effet Hall anormal, ou "anomalous Hall effect" (AHE).

Si l'aimantation \vec{m} est orientée à un angle θ quelconque et un angle azimutal φ quelconque, on a dans le référentiel $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$: $\vec{m} = m_x \vec{e}_x + m_y \vec{e}_y + m_z \vec{e}_z$, avec $m_x = \sin(\theta)\cos(\varphi)$, $m_y = \sin(\theta)\sin(\varphi)$ et $m_z = \cos(\theta)$ et $\vec{J}^e = J_x \vec{e}_x + J_y \vec{e}_y + J_z \vec{e}_z$. Après l'intégration sur une longueur L et une section S , la loi d'Ohm donne alors le potentiel électrique mesuré sur la portion L du circuit de section S :

$$\vec{\mathcal{E}}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} (\rho + \Delta\rho m_x^2) J_x^e + (\Delta\rho m_x m_y - \rho_H m_z) J_y^e + (\Delta\rho m_x m_z + \rho_H m_y) J_z^e \\ (\Delta\rho m_y m_x + \rho_H m_z) J_x^e + (\rho + \Delta\rho m_y^2) J_y^e + (\Delta\rho m_y m_z - \rho_H m_x) J_z^e \\ (\Delta\rho m_z m_x - \rho_H m_y) J_x^e + (\Delta\rho m_z m_y + \rho_H m_x) J_y^e + (\rho + \Delta\rho m_z^2) J_z^e \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Dans les situations expérimentales habituelles, le courant électrique \vec{J}^e est orienté le long de l'axe \vec{e}_x . L'équation (2.17) se réduit à :

$$\vec{\mathcal{E}} = \begin{pmatrix} \rho + \Delta\rho \sin^2(\theta)\cos^2(\varphi) \\ \Delta\rho \sin^2(\theta)\sin(2\varphi)/2 + \rho_H \cos(\theta) \\ \Delta\rho \sin(2\theta)\cos(\varphi)/2 - \rho_H \sin(\theta)\sin(\varphi) \end{pmatrix} J_x^e \quad (2.18)$$

2.2.2.3 Premières conclusions à propos de l'effet spin-Seebeck

En conclusion, la seule présence de l'aimantation \vec{m} conduit à une dépendance angulaire très spécifique de la tension mesurée aux bornes d'un échantillon ferromagnétique. Cette dépendance angulaire constitue *une signature* du transport anisotrope, qu'il est difficile de confondre avec un autre effet. Inversement, une dépendance angulaire qui s'écarte de la loi Eq.(2.17) ne peut pas être attribuée à la seule anisotropie de l'aimantation, et d'autres propriétés que celles induites par le vecteur axial \vec{m} doivent être évoquées. En particulier,

on s'attend à observer une contribution angulaire due à la magnétorésistance géante ou à la magnétorésistance tunnel *dans les systèmes nanoscopiques*, qui provient des degrés de liberté du spin attaché aux porteurs de charges. La description dans ce cas doit être encore généralisée, par exemple dans le cadre d'un modèle à deux canaux de conduction avec un indice binaire \uparrow associé à toutes les grandeurs introduites ci-dessus (\vec{J}_{\uparrow} , $\vec{\mathcal{E}}_{\uparrow}$, $\hat{\sigma}_{\uparrow}$, etc). Par définition, l'effet "*spin-dependent Seebeck*" discuté dans l'état-de-l'art focalise uniquement sur ces degrés de liberté du spin \uparrow , en excluant les effets d'anisotropie.

De même, l'effet "*spin-Seebeck*" discuté dans l'état-de-l'art revendique aussi un effet exclusivement lié aux degrés de liberté des spins microscopiques. Mais la différence avec l'effet "*spin-dependent Seebeck*" est que l'injection de spin (avec l'hypothèse de l'effet "*spin-Hall inverse*") n'a pas été mise en évidence par ailleurs à l'échelle macroscopique ! Dans sa description actuelle, l'effet "*spin-Seebeck*" est défini phénoménologiquement par une double négation.

D'une part, l'interprétation "*spin-Seebeck*" exclut les effets d'accumulation et d'injection de spin (au sens habituel du terme) du "*spin-dependent Seebeck*" [22] car il est en effet difficile d'admettre que la longueur de diffusion de spin soit trois ordres de grandeur supérieure à celle mesurée par ailleurs. D'autre part, l'interprétation "*spin-Seebeck*" exclut les effets d'anisotropie présentés ci-dessus. C'est-à-dire que dans le cadre de *spin-Seebeck*, on est conduit à affirmer que le comportement mesuré en $\cos\theta$ n'est pas celui auquel on s'attend en vertu d'un effet d'anisotropie (voir par exemple l'expression de \mathcal{E}_y dans l'équation Eq. (2.18)), mais aurait pour origine la polarisation du courant de spin pur supposé circuler dans l'électrode (hypothèse du "pompage de spin") [59]. Cette remarque justifie pourquoi nous n'avons pas jugé utile d'ajouter une section décrivant les théories de l'effet "*spin-Seebeck*". Il faudrait en effet avant toute chose s'attacher à montrer que les effets d'anisotropie ne suffiraient pas à rendre compte des observations. C'est dans cette logique que nous avons travaillé dans le cadre de cette thèse.

2.2.3 Equations du transport thermique en présence d'une aimantation \vec{m}

Dans cette section, nous traitons de systèmes qui ne sont pas en contact avec un générateur électrique. Cela signifie que, si cela lui est favorable du point de vue de la minimisation de la production d'entropie, le système peut toujours annuler les courants de charges électriques. En d'autres termes, et contrairement au cas précédent, le courant de charge n'est pas une contrainte imposée au système par l'environnement extérieur. En revanche, on impose au système un courant de chaleur, soit en couplant les extrémités de l'échantillon à deux réservoirs de chaleurs (un chaud et un froid), soit en couplant

les degrés de liberté magnétiques \vec{m} à une source d'énergie stationnaire. Typiquement, on peut exciter l'aimantation avec un champ hyperfréquence dans le cadre de la résonance ferromagnétique FMR (cas des expériences dites de “spin-pumping” [23, 24, 26, 28, 60]), ou générer des excitations magnéto-optiques, magnéto-mécaniques, etc...

2.2.3.1 Cas des matériaux conducteurs électriques

Dans le cas des matériaux conducteurs, les équations thermoélectriques sont bien connues (elles se déduisent aussi de la théorie thermocinétique phénoménologique [50–52]). Pour le courant électrique, la loi d'Ohm est corrigée par le terme Seebeck :

$$\vec{J}^e = -\frac{\hat{\sigma}}{q} \vec{\nabla} \mu^e - \hat{\sigma} \hat{\mathcal{S}} \vec{\nabla} T, \quad (2.19)$$

pour le courant de chaleur \vec{J}^Q , la loi de Fourier est corrigée par le terme Peltier :

$$\vec{J}^Q = -\hat{\lambda} \vec{\nabla} T - \hat{\Pi} \vec{\nabla} \mu^e \quad (2.20)$$

où $\hat{\lambda}$ est le tenseur de conductivité thermique, $\hat{\mathcal{S}}$ est le tenseur des coefficients Seebeck, $\hat{\Pi} = T\hat{\sigma}\hat{\mathcal{S}}/q$ est le tenseur des coefficients Peltier. Dans le cas d'un matériau magnétique (et isotrope par ailleurs), les coefficients de transport vérifient les mêmes propriétés de réciprocité d'Onsager et des autres symétries. Les matrices $\hat{\lambda}$ et $\hat{\mathcal{S}}$ ont donc la même forme que la conductivité électrique [52]. Avec $\vec{e}_z = \vec{m}$, dans la base $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$:

$$\hat{\lambda} = \begin{pmatrix} \lambda & \lambda_{RL} & 0 \\ -\lambda_{RL} & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_z \end{pmatrix} \quad \hat{\mathcal{S}} = \begin{pmatrix} \mathcal{S} & \mathcal{S}_N & 0 \\ -\mathcal{S}_N & \mathcal{S} & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{S}_z \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

où λ est la conductivité thermique, λ_{RL} les coefficient de Righi-Leduc, et la conductivité thermique est anisotrope $\lambda_z \neq \lambda$. De façon similaire, \mathcal{S} et \mathcal{S}_z sont les coefficients Seebeck et \mathcal{S}_N est le coefficient Nernst du matériau.

Dans la suite, nous allons considérer seulement les cas pour lesquels $\vec{J}^e = 0$. Dans ce cas, le courant de chaleur \vec{J}^Q est égal au courant d'énergie \vec{J}^u , en vertu de la relation $\vec{J}^Q = \vec{J}^u - \mu^e \vec{J}^e$ (voir appendix dans [61]).

2.2.3.2 Isolant électrique et expression générale

Dans le cas des isolants ferromagnétiques, Eq.(2.19) ne s'applique pas, et Eq.(2.20) doit être reconsidérée de façon à introduire les grandeurs propres aux degrés de liberté ferromagnétiques. En effet, le potentiel chimique du matériau ferromagnétique $\tilde{\mu}^F$ est défini

par le *champ magnétique effectif* avec la relation $\vec{H}_{eff} \equiv -\vec{\nabla}\tilde{\mu}^F$ (la force est définie par le gradient du potentiel). Pour que la description soit complète, il faut tenir compte des fluctuations en plus des termes déterministes [62]. Le potentiel chimique ferromagnétique $\tilde{\mu}^F$ (et le champ magnétique \vec{H}_{eff}) contient donc un terme déterministe (drift) et un terme de diffusion : $\tilde{\mu}^F = V^F + kT \ln(n^F)$. L'énergie ferromagnétique V^F a été introduite dans la section précédente, et le terme de diffusion est défini par la densité de magnons (ou onde de spin) n^F , traité dans les références [61, 63, 64]. Pour un matériau ferromagnétique isolant, l'équation de transport de la chaleur est décrite par la matrice d'Onsager $\hat{\lambda}^F$ [61] :

$$\vec{J}^Q = \hat{\lambda}^F \vec{\nabla}\tilde{\mu}^F, \quad (2.22)$$

Pour la même raison - la présence du vecteur axial \vec{m} - le coefficient croisé de la matrice $\hat{\lambda}^F$ obéit à la même relation de réciprocité $\lambda_{xy}^F = -\lambda_{yx}^F = \lambda_{RL}^F$ que pour la matrice de conductivité électrique $\hat{\sigma}$ ou pour la matrice des coefficients Seebeck $\hat{\mathcal{S}}$. De la même façon, l'anisotropie induite par \vec{m} s'exprime par la relation $\lambda_z^F \neq \lambda^F$ [46]. Eq. (2.22) s'écrit dans la base $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ (avec $\vec{m} = \vec{e}_z$) :

$$\begin{pmatrix} J_x^Q \\ J_y^Q \\ J_z^Q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda^F & \lambda_{RL}^F & 0 \\ -\lambda_{RL}^F & \lambda^F & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_z^F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \tilde{\mu}^F}{\partial x} \\ \frac{\partial \tilde{\mu}^F}{\partial y} \\ \frac{\partial \tilde{\mu}^F}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

2.2.3.3 La dépendance angulaire

L'expression générale est obtenue par rotation du vecteur \vec{m} de \vec{e}_z à une orientation arbitraire (θ, φ) dans l'espace. De la même façon que pour le transport électrique, l'équation de transport thermique anisotropique Eq.(2.23) peut donc se généraliser avec les opérateurs $(\hat{\mathbb{I}}, \hat{P}_m, \hat{Q}_m)$:

$$\vec{J}^Q = \left(\lambda \hat{\mathbb{I}} + (\lambda_z - \lambda) \hat{P}_m - \lambda_{RL} \hat{Q}_m \right) \vec{\nabla}\tilde{\mu}^F, \quad (2.24)$$

De nouveau, la nature axiale du pseudo-vecteur \vec{m} est à l'origine des propriétés d'anisotropie du transport, indépendamment des autres propriétés éventuelles du système. Pour un régime stationnaire, les propriétés plus spécifiques sont réduites aux valeurs que prennent les trois paramètres décrivant le transport thermique $\{\lambda, \lambda_z, \lambda_{RL}\}$.

Sous forme vectorielle, l'équation Eq.(2.24) est :

$$\vec{J}^Q = \lambda^F \vec{\nabla}\tilde{\mu}^F + \Delta\lambda^F \left(\vec{\nabla}\tilde{\mu}^F \cdot \vec{m} \right) \vec{m} - \lambda_{RL}^F \vec{m} \times \vec{\nabla}\tilde{\mu}^F \quad (2.25)$$

où $\Delta\lambda^F = \lambda_z^F - \lambda^F$ est le coefficient d'anisotropie thermique (ce coefficient est mesuré dans la référence [46, 65]) et λ_{RL}^F est le coefficient Righi-Leduc, ou coefficient "magnon-Hall". Ce dernier coefficient a été mesuré sur des oxydes ferromagnétiques dont la structure est très spécifique (elle repose sur une symétrie particulière de "spin-chiralité") [47, 48]. Cependant, le modèle phénoménologique reproduit ci-dessus montre que l'effet "magnon-Hall" doit exister dans le cas général pour des matériaux ferromagnétiques - qu'ils soient conducteurs ou isolants électriques - puisque c'est une conséquence immédiate de la seule relation de reciprocité d'Onsager. Il est cependant possible que le coefficient r_{RL} s'annule en l'absence de la symétrie supplémentaire discutée dans la référence [47]. Cette question - qui dépasse le cadre de notre travail - ouvre cependant de belles perspectives à cette étude.

De même que pour la distinction entre potentiostatique et galvanostatique effectuée dans la section précédente, les mesures thermoélectriques les plus fréquentes sont effectuées avec un courant de chaleur \vec{J}^Q imposé par les sources d'énergie. C'est typiquement le cas lorsque l'échantillon est en contact avec deux réservoirs de chaleur - un chaud et un froid - à ses extrémités (dans l'analogie électrique, la différence de température est l'analogue de la différence de potentiel imposée par un générateur). S'il existe en effet un gradient de température dans l'échantillon, ce gradient n'est pas imposé par les réservoirs mais il est libre de fluctuer à l'intérieur de l'échantillon. En régime stationnaire, le profil thermique est déterminé par le deuxième principe de la thermodynamique, c'est-à-dire qu'il va s'ajuster de façon à minimiser la production d'entropie sous la contrainte imposée par les réservoirs (théorème de Prigogine [50–52]). L'équation Eq.(2.25) doit donc être inversée en :

$$\vec{\nabla}\tilde{\mu}^F = r^F \vec{J}^Q + \Delta r^F (\vec{J}^Q \cdot \vec{m}) \vec{m} + r_{RL}^F \vec{m} \times \vec{J}^Q \quad (2.26)$$

où $r^F = \lambda/(\lambda^{F^2} + \lambda_{RL}^{F^2})$ est la résistivité thermique, $r_{RL}^F = \lambda^F/(\lambda^{F^2} + \lambda_{RL}^{F^2})$ est le coefficient de Righi-Leduc, et $\Delta r^F = 1/\lambda_z^F - \lambda^F/(\lambda^{F^2} + \lambda_{RL}^{F^2})$ est l'anisotropie de la résistivité thermique.

2.2.4 Force et flux ferromagnétique.

La diversité des situations expérimentales (résonance ferromagnétique, effets magnéto-optiques, effets magnéto-mécaniques) se décrit par la diversité des forces généralisées. Dans le cas du gradient du potentiel chimique ferromagnétique, le système a trois façons de minimiser la puissance dissipée en réponse au flux de chaleur : créer un champ magnétique (c'est-à-dire redistribuer les charges magnétiques) $\vec{H}_{eff} = -\vec{\nabla}\mu^F$, créer un gradient de température $k \ln(n^F) \vec{\nabla}T$ ou redistribuer une densité de magnons $(kT/n^F) \vec{\nabla}n^F$. La force généralisée \vec{H}_{eff} est thermodynamiquement conjuguée au flux magnétique \vec{J}^F (ou

flux de magnon). Cependant, de même que dans la section ci-dessus, nous supposons que le flux d'énergie $\vec{J}^u = \vec{J}^Q + \mu^F \vec{J}^F$ se réduit au flux thermique, ce qui signifie que les excitations magnétiques ne transportent que de la chaleur $\vec{J}^Q = \vec{J}^u$ [61] (le système est fermé du point de vue de l'aimantation). Pour un système qui est loin d'être adiabatiquement fermé, il lui est plus favorable de générer un gradient de température $\vec{\nabla}T$ plutôt que de produire un champ magnétique ou de la diffusion de magnons. C'est en tout cas ce que nous allons supposer pour la suite de ce travail. Eq.(2.26) se réduit alors à :

$$\vec{\nabla}T = r\vec{J}^Q + \Delta r \left(\vec{J}^Q \cdot \vec{m} \right) \vec{m} + r_{RL} \vec{m} \times \vec{J}^Q \quad (2.27)$$

où $r = r^F / (k \ln(n))$, $\Delta r = \Delta r^F / (k \ln(n))$ and $r_{RL} = r_{RL}^F / (k \ln(n))$.

Si l'aimantation \vec{m} est orientée à un angle polaire θ et un angle azimutal φ on a $\vec{m} = m_x \vec{e}_x + m_y \vec{e}_y + m_z \vec{e}_z$ avec $m_x = \sin(\theta)\cos(\varphi)$ et $m_y = \sin(\theta)\sin(\varphi)$ et $m_z = \cos(\theta)$. La dépendance angulaire du gradient de température $\vec{\nabla}T(\theta, \varphi)$ généré par le courant de chaleur est alors donné par l'équation Eq.(2.27) :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}T(\theta, \varphi) = & \\ & \begin{pmatrix} (r + \Delta r m_x^2) J_x^Q & + (\Delta r m_x m_y - r_{RL} m_z) J_y^Q & + (\Delta r m_x m_z + r_{RL} m_y) J_z^Q \\ (\Delta r m_y m_x + r_{RL} m_z) J_x^Q & + (r + \Delta r m_y^2) J_y^Q & + (\Delta r m_y m_z - r_{RL} m_x) J_z^Q \\ (\Delta r m_z m_x - r_{RL} m_y) J_x^Q & + (\Delta r m_z m_y + r_{RL} m_x) J_y^Q & + (r + \Delta r m_z^2) J_z^Q \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Pour des configurations expérimentales bien définies, le courant de chaleur est orienté soit le long de la direction \vec{e}_x seulement (cas (1) : $\vec{J}^Q = J_x^Q \vec{e}_x$), soit le long de la direction \vec{e}_z seulement (cas (2) : $\vec{J}^Q = J_z^Q \vec{e}_z$). Dans le premier cas, on a :

$$\vec{\nabla}T_1 = \begin{pmatrix} r + \Delta r \sin^2(\theta)\cos^2(\varphi) \\ \Delta r \sin^2(\theta)\sin(2\varphi)/2 + r_{RL} \cos(\theta) \\ \Delta r \sin(2\theta)\cos(\varphi)/2 - r_{RL} \sin(\theta)\sin(\varphi) \end{pmatrix} J_x^Q \quad (2.29)$$

Dans le deuxième cas :

$$\vec{\nabla}T_2 = \begin{pmatrix} \Delta r \sin(2\theta)\cos(\varphi)/2 + r_{RL} \sin(\theta)\sin(\varphi) \\ \Delta r \sin(2\theta)\sin(\varphi)/2 - r_{RL} \sin(\theta)\cos(\varphi) \\ r + \Delta r \cos^2(\theta) \end{pmatrix} J_z^Q \quad (2.30)$$

2.2.4.1 Application aux mesures magnéto-voltaïques.

Pour revenir à la configuration de la Fig. 2.7, le potentiel électrique $\Delta V_y = - \int_C^D \partial \mu^e / (q \partial y) dy$ généré le long de \vec{e}_y est alors :

$$\Delta V_y = \Delta \mathcal{S} \Delta_y T + \Delta \mathcal{S}_N \Delta_x T \quad (2.31)$$

où $\Delta_x T = \int_C^D \partial T / \partial x dy$ et $\Delta_y T = \int_C^D \partial T / \partial y dy$. $\Delta \mathcal{S}$ et $\Delta \mathcal{S}_N$ sont les différents coefficients Seebeck et Nernst (définis pour chaque cas). Cependant, pour les matériaux usuels, le coefficient Nernst \mathcal{S}_N de l'électrode non-ferromagnétique est très faible en comparaison du terme Seebeck (pour des champs magnétiques qui ne dépassent pas quelques Tesla). Nous supposons donc cette approximation dans ce qui suit, mais il faut garder en mémoire sa limite de validité. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques ou pour des champs forts, on peut s'attendre en effet à observer une contribution de \mathcal{S}_N [41]

La contribution principale de l'effet magnéto-thermique anisotrope $\Delta_y V$ dans Eq.(2.31) contient deux termes correspondants à l'effet "Nernst anormal" et l'effet "Nernst planaire".

$$\Delta V_y \approx J_x^Q \Delta \mathcal{S} (\Delta r \sin^2(\theta) \sin(2\varphi)/2 + r_{RL} \cos(\theta)) \quad (2.32)$$

Le second terme à droite de Eq.(2.32) (contribution "anormale") - proportionnelle à $\cos(\theta)$ - correspond à la composante de l'*aimantation perpendiculaire au plan* (MPP). Le signal maximum (donné par la différence de tension mesurée à $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$ pour $\varphi = 0$) est $\Delta V_y^{MPP} = J_x^Q \Delta \mathcal{S} r_{RL}$. Le premier terme à droite de Eq.(2.32) (la contribution planaire) correspond à l'*aimantation dans le plan* (MIP) (mesurée entre $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi/2$ pour $\theta = 0$) est $\Delta V_y^{MIP} = J_x^Q \Delta \mathcal{S} \Delta r$.

Dans le cas MIP, le coefficient d'anisotropie magnéto-thermique $\Delta r/r$ a été mesuré récemment par Kimling *et al.* [46] dans les nanofils de Ni électrodéposés, et est du même ordre de grandeur que l'AMR (i.e. de l'ordre de 1%). Pour une croix de Hall typique (largeur L du film ferromagnétique de la même largeur que l'électrode transverse), on a $\Delta V_y^{MIP} = J_x^Q \Delta \mathcal{S} (\Delta r/r) / (\lambda d)$, où d est l'épaisseur de la couche mince (de l'ordre de 10 nm). La loi en $1/d$ (observée expérimentalement) est due à la géométrie la plus simple pour la résistance thermique : $r = L / (\lambda L d)$. On a typiquement une conductivité thermique $\lambda \approx 100 \text{ W/(Km)}$, un coefficient Seebeck de l'ordre de $\Delta \mathcal{S} \approx 1 \mu\text{V/K}$ pour du Pt sur un métal noble. Avec $\Delta r/r \approx 1\%$ et une puissance de chauffage $J_x^Q \approx 1 \text{ mW}$ on a $\Delta V_y \approx 10 \mu\text{V}$. C'est l'ordre de grandeur des signaux mesurés dans notre étude et dans l'état de l'art.

Il faut noter que quelle que soit la géométrie de mesure MIP ou MPP *le signal magnéto-voltaïque s'annule si les coefficients Seebeck se compensent* : $\Delta\mathcal{S} \approx 0\mu V$ (cas d'un thermocouple Ag/Cu par exemple). Le signe de ΔV_y s'inverse aussi suivant le choix des électrodes, pour $\Delta\mathcal{S} < 0\mu V$ (c'est le cas pour Ta au lieu de Pt).

Enfin, la situation du courant de chaleur transverse à la couche ferromagnétique $\vec{J}^Q = J_z^Q \vec{e}_z$, ressemble au cas de l'Eq.(2.32), avec un comportement angulaire qui suit la loi :

$$\Delta\tilde{V}_y \approx J_z^Q \Delta\mathcal{S} (\Delta r \sin(2\theta)\sin(\varphi)/2 - r_{RL}\sin(\theta)\cos(\varphi)) \quad (2.33)$$

Comme indiqué dans la première partie, les lois Eq.(2.32) et Eq.(2.33) sont très spécifiques et peuvent difficilement se confondre avec un autre effet.

2.2.5 Calcul $\Delta\mathcal{S}$ des thermocouples

2.2.5.1 Thermocouple classique

Les différences de température $\Delta_x T$, $\Delta_y T$, $\Delta_z T$ générées par le gradient $\vec{\nabla}T(\theta, \varphi)$ aux bornes de l'échantillon peuvent être mesurées sur des électrodes grâce à l'effet thermocouple (Fig. 2.8). L'effet thermocouple consiste à mesurer une différence de température entre deux points d'un conducteur en mesurant la tension sur un circuit ouvert ($\vec{J}^e = 0$ partout). Le lien entre la tension et la température en un point d'un matériau se déduit de Eq.(2.19) :

$$\vec{\mathcal{E}} = \hat{S} \vec{\nabla}T \quad (2.34)$$

Notons que cette équation justifie l'expression du coefficient Seebeck \mathcal{S} dans Eq.(2.19).

Le thermocouple de type $X - R$ présenté Fig. 2.8 permet une mesure précise d'une différence de température $\Delta T = T - T_0$. Le thermocouple $X - R$ est composé d'une référence R , d'un conducteur X , et de deux câbles A et B reliés au voltmètre pour la mesure de la tension $V_B - V_A = \mu^B(T_a) - \mu^A(T_a)$. Le potentiel strictement chimique est le même si on prend le même matériau pour les câbles des deux portions A et B , et disparaît donc de l'expression $\mu^B(T_a) - \mu^A(T_a)$. Il y a trois températures à considérer : la température inconnue T , la température de référence T_0 (typiquement au point triple de l'eau à 0°C), et la température des câbles T_a (température ambiante). L'ensemble des potentiels électrochimiques définis sur la Figure 2.8 et l'équation de Seebeck (2.34) conduisent aux quatre équations ci-dessous :

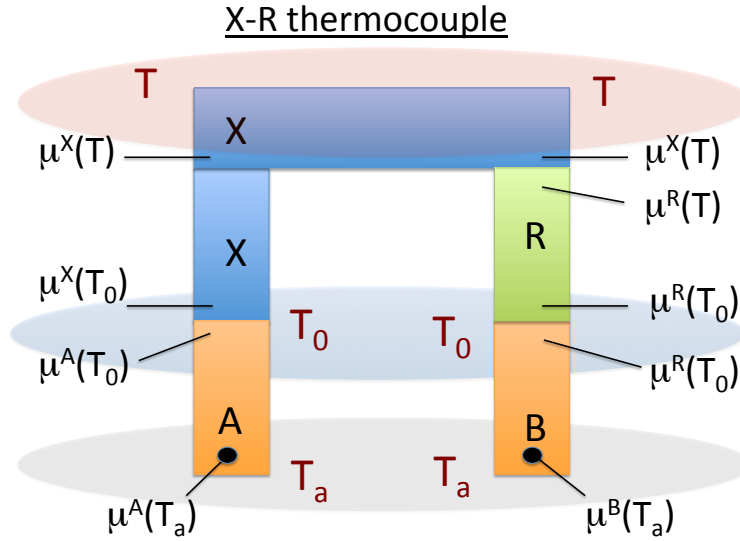


FIGURE 2.8: Schéma correspondant à une mesure de température T avec un thermocouple du type X-R. Celui-ci est composé d'une référence R , d'un conducteur X , et des câbles reliés au voltmètre pour la mesure de la tension $V_B - V_A = \mu^B(T_a) - \mu^A(T_a)$. Il y a trois températures à considérer : la température inconnue T , la température de référence T_0 (typiquement au point triple de l'eau à 0°C), et la température des câbles T_a (température ambiante). L'ensemble des potentiels électrochimiques apparaissant dans le calcul est indiqué (voir texte).

$$\begin{aligned}
 \mu^A(T_0) - \mu^A(T_a) &= \int_{T_a}^{T_0} \mathcal{S}_A dT \\
 \mu^X(T) - \mu^X(T_0) &= \int_{T_0}^T \mathcal{S}_X dT \\
 \mu^R(T_0) - \mu^R(T) &= \int_T^{T_0} \mathcal{S}_R dT \\
 \mu^B(T_a) - \mu^B(T_0) &= \int_{T_0}^{T_a} \mathcal{S}_B dT
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

De plus, les jonctions sont à l'équilibre car elles sont isothermes et sans courant électrique. Les potentiels chimiques sont alors continus. En d'autres termes, la différence entre les potentiels chimiques de part et d'autre de chacune des jonctions est nulle. La somme sur les quatre équations Eqs.(2.35) donne la différence $\mu^A(T_R) - \mu^B(T_R)$:

$$\mu^A(T_R) - \mu^B(T_R) = - \int_{T_0}^{T_R} (\mathcal{S}_A - \mathcal{S}_B) dT + \int_{T_0}^{T_R} (\mathcal{S}_X - \mathcal{S}_R) dT \tag{2.36}$$

Comme les câbles A et B sont faits la même matériau et sont à la même température, alors $\mathcal{S}_A = \mathcal{S}_B$, et seule la partie électrique du potentiel $V_A - V_B$ subsiste :

$$V_A - V_B = \int_{T_0}^{T_R} (\mathcal{S}_X - \mathcal{S}_R) dT \tag{2.37}$$

2.2.5.2 Thermocouple dans les cas de notre mesure

a. Dans notre cas, la tension de la mesure est la somme des thermocouples. La configuration de mesure est présentée dans la figure 2.9.

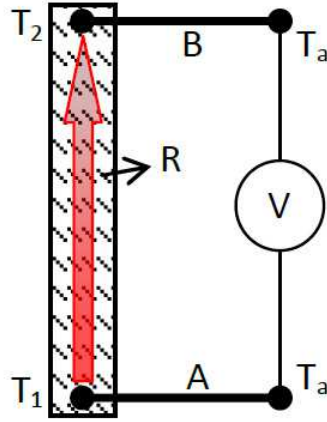


FIGURE 2.9: La tension de thermocouple dans la configuration de mesure d'effet thermocouple pour différentes électrodes

Le thermocouple dans la Fig. 2.9 permet une mesure précise d'une différence de température $\Delta T = T - T_0$. Comme dans le cas simple, la tension de mesure est $V_B - V_A = \mu^B(T_a) - \mu^A(T_a)$. Nous pouvons écrire les équations ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 V_A - V_B &= S_A(T_1 - T_a) + S_R(T_2 - T_1) + S_B(T_a - T_2) \\
 V_A - V_B &= (S_A - S_R)T_1 + (S_R - S_B)T_2 - S_AT_a + S_BT_a \\
 V_A - V_B &= (S_R - S_A)(T_2 - T_1)
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

donc, $\Delta S = S_R - S_A$.

b. La figure 2.10 présente le schéma de la configuration de mesure d'effet Nernst avec les échantillons Ta/Py/Pt. La tension a été mesurée dans cette configuration est $V_A - V_B$, on a :

$$\begin{aligned}
 V_A - V_B &= S_R(T_1 - T_0) + S_{Py}(T_2 - T_1) + S_R(T_0 - T_2) \\
 \iff V_A - V_B &= (S_{Py} - S_R)(T_2 - T_1)
 \end{aligned} \tag{2.39}$$

donc, $\Delta S = S_{Py} - S_R$.

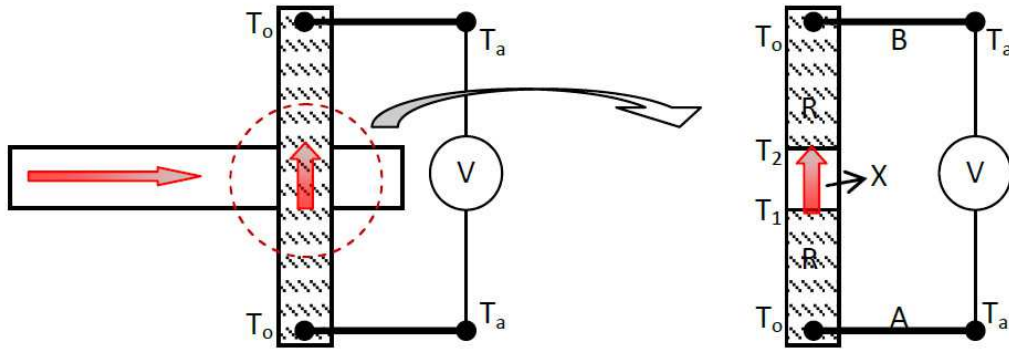


FIGURE 2.10: La tension de thermocouple dans la configuration de mesure d'effet Nernst pour l'échantillon Ta/Py/(Pt, Cu, Bi)

c. Avec l'échantillon de YIG/Pt, le schéma de mesure en configuration d'effet Nernst est pareil que le cas des thermocouples (figure 2.11). Dans ce cas, on remplace R par Pt , donc $\Delta S = S_{Pt} - S_A$.

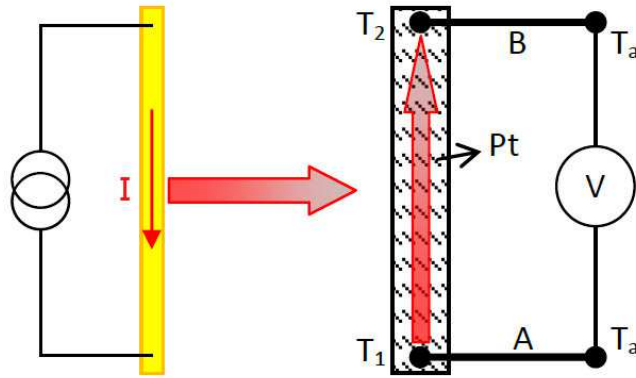


FIGURE 2.11: La tension de thermocouple dans la configuration de mesure d'effet Nernst pour l'échantillon YIG/Pt

2.2.5.3 Les thermocouples en série

K. Uchida et al. ont mesuré la tension de la ligne zigzag qui est composé par les lignes Pt et les lignes Nb (2.12). Donc on a :

$$\begin{aligned}
 V_A - V_B &= S_{Pt}(T_a - T_0) + S_{Nb}(T_0 - T_a) + \dots + S_{Pt}(T_a - T_0) + S_{Nb}(T_0 - T_a) \\
 V_A - V_B &= 10.(S_{Pt} - S_{Nb})(T_a - T_0)
 \end{aligned} \tag{2.40}$$

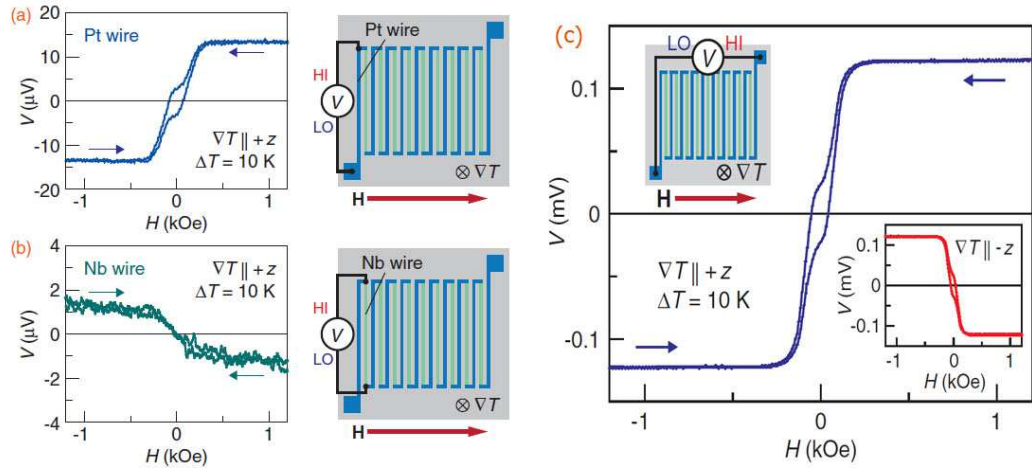


FIGURE 2.12: La tension de thermocouple en série [66]

donc, $\Delta S = 10(S_{Pt} - S_{Nb})$ est la raison pour expliquer pourquoi la tension est 10 fois plus grande que la tension d'une seule ligne (Figure 2.12.c).

Chapitre 3

Protocole de mesure

3.1 Échantillons

En vue de réaliser une étude comparative, nous avons utilisé deux types d'échantillons en parallèle : un premier type avec une couche ferromagnétique conductrice et un autre type avec une couche ferromagnétique isolante.

1. Couche ferromagnétique conductrice de Permalloy (Py)
2. Couche ferromagnétique isolante de Yttrium Iron Garnet (YIG).

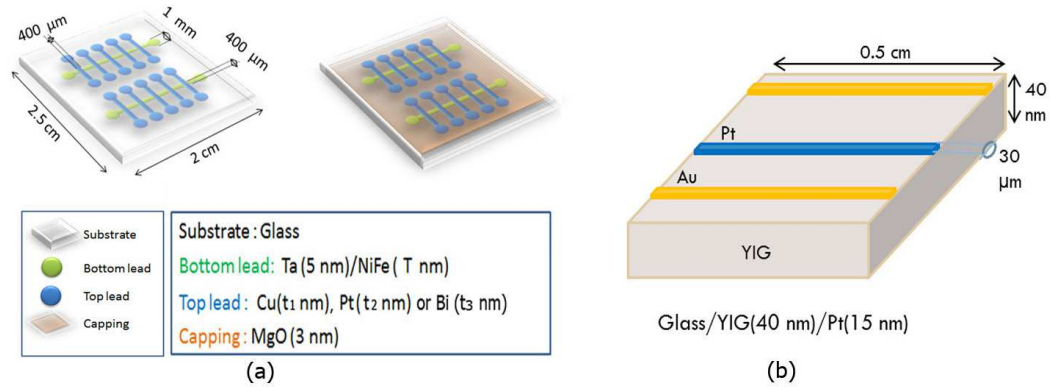


FIGURE 3.1: Le schéma d'échantillon : (a) Ta/Py/(Cu)/Pt et (b) YIG/Pt

3.1.1 Échantillon Py (NiFe)

Les échantillons Py ont été faits à l'Institut Jean Lamour, Université H. Poincaré, Nancy par le système MPGA (MBE, Pulvérisation, Gravure, Analyse). Il s'agit d'un système d'interconnexion, développé au laboratoire, entre plusieurs appareils fonctionnant sous ultra-vide. Il se compose du bâti de MBE (molecular beam epitaxy), un bâti de pulvérisation cathodique, une chambre de gravure et une chambre de dépôt de SiO. Un

ensemble de sas et de cannes de transfert permet de déplacer les échantillons de l'une des chambres à l'autre, sans avoir à les sortir à l'air libre permettant la combinaison au sein d'une multicouche de divers matériaux (jusqu'à 26 matériaux différents). Les paramètres et le schéma des échantillons ont été présentés sur la figure 3.1.a. Dans ce travail, on a étudié trois séries d'échantillons avec différentes épaisseurs et différents matériaux pour l'électrode.

Série 1 : 4 échantillons avec différents matériaux pour l'électrode.

1. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(10nm)
2. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(10nm)/MgO(3nm)
3. Ta(5nm)/Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm)
4. Ta(5nm)/Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm)/MgO(3nm)

Série 2 : 8 échantillons avec différentes épaisseurs pour Pt

1. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(5nm)
2. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(10nm)
3. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(15nm)
4. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(20nm)
5. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(25nm)
6. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(35nm)
7. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(50nm)
8. Ta(5nm)/Py(20nm)/Pt(100nm)

Série 3 : 2 échantillons avec Cu et Bi

1. Ta(5nm)/Py(20nm)/Cu(30nm)
2. Ta(5nm)/Py(20nm)/Bi(100nm)

Notons que la série 3 avec les électrodes de Cu a provoqué des problèmes en raison de la fragilité des interfaces. Le détail des mesures sera présenté dans la section suivante.

3.1.2 Échantillon YIG

Pour ce projet, nous nous sommes intéressés à la couche ferromagnétique isolante (YIG : Yttrium Iron Garnet). Cet échantillon a été fabriqué à l'unité Mixte CNRS-Thales avec la même méthode (MBE) que pour les échantillons Py. Sur la surface du YIG, nous avons déposé trois lignes en parallèle en métal servant d'électrodes (1 ligne Pt et 2 lignes d'or). La figure 3.1.b montre le schéma et le détail de cet échantillon. Notons que cet échantillon ne peut pas donner lieu aux mesures AMR et Hall (absence de contact électrique dans le YIG). Nous n'avons donc fait que la mesure avec le courant de chaleur. La ligne Pt (au

centre) sert d'électrode pour mesurer la tension et la ligne d'or sert de ligne de chauffage pour créer le courant de chaleur. On peut changer la direction du courant de chaleur en changeant de ligne d'or pour le chauffage. En général, cela ne change pas la puissance thermique injectée. Elle est la même parce que la résistance des lignes d'or est identique environ 7 Ohm. Pour YIG on a 3 lignes disponibles : on peut donc faire la mesure en fonction de la distance entre le chauffage et l'électrode de mesure.

3.2 Protocoles de mesure

Un protocole expérimental adapté aux échantillons a été mis au point. Il permet de mesurer la réponse en tension V , qui est générée soit par une excitation électrique, soit par une excitation thermique. La réponse $V(\vec{m})$ est mesurée en fonction des états de l'aimantation \vec{m} (en particulier par les angles θ et φ : voir figure 3.3) d'une couche mince (ou plus généralement d'une nanostructure magnétique quelconque). Les états de l'aimantation \vec{m} sont contrôlés par le champ magnétique externe \vec{H} . La réponse magneto-voltaïque $V(\vec{m})$ est mesurée en fonction du temps, de la fréquence d'excitation et de la puissance d'excitation. Le protocole permet de changer la géométrie du dispositif pour travailler dans les quatre configurations suivantes (voir figure 3.2) :

1. Mesure de la résistance
2. Mesure de l'effet Hall
3. Mesure de l'effet Seebeck
4. Mesure de l'effet Nernst

Les deux premières configurations (1) et (2) correspondent à une excitation électrique imposée sous forme de courant électrique (mode galvanostatique) ou imposée sous forme d'un champ électrique (mode potentiostatique). Les deux dernières configurations (3) et (4) correspondent à une excitation thermique imposée sous forme d'un courant de chaleur (équivalent thermique du mode galvanostatique) ou imposé sous la forme d'un gradient de température (équivalent thermique du mode potentiostatique). Le problème du mode n'est pas simple, et dépend de l'échelle (globale ou locale) à laquelle on travaille. Si l'on ne prend pas de précautions particulières, le mode n'est pas bien défini (mélange de courants et de forces) et l'analyse des résultats en est rendu plus difficile.

Par ailleurs, la différence entre les mesures (1) et (2) d'une part, (3) et (4) d'autre part provient uniquement de la disposition des contacts par rapport à l'excitation. Lorsque l'on change une excitation électrique en une excitation thermique, la mesure de la résistance (1) devient une mesure de l'effet Seebeck (3) et la mesure de l'effet Hall (2) devient une mesure de l'effet Nernst (4).

La réponse $V(\vec{m})$ à l'excitation thermique est mesurée par une méthode du type *détection synchrone* (voir section 4 ci-dessous). L'excitation est appliquée à une fréquence ω bien définie (le courant est en forme $\cos(\omega t)$). Si cette fréquence correspond à un courant électrique de chauffage Joule, la réponse thermique est proportionnelle à la puissance $RI(\omega)^2 = RI_0^2 \cos^2(\omega t) = RI_0^2 (\cos(2\omega t) + 1)/2$. Le signal de réponse correspond donc à la fréquence 2ω seulement. On peut alors facilement distinguer la réponse thermique (en 2ω) de la réponse électrique (en ω), ainsi que des autres contributions possibles au signal (bruit secteur, bruit radio, bruit blanc, etc). Les effets d'ordres supérieurs peuvent aussi être exploités, par exemple dans le terme en 3ω (qui constitue une mesure de la température, car il est dû à la variation de résistance $R(\omega)$ du fait du chauffage). Pour les mesures en réponse à une excitation électrique, il n'est pas nécessaire de travailler en détection synchrone car la réponse est assez grande par rapport aux autres contributions au signal. Notons enfin que l'on travaille en régime stationnaire : la réponse thermique (et magnétique) reste statique (ou quasi-statique) et non pas dynamique.

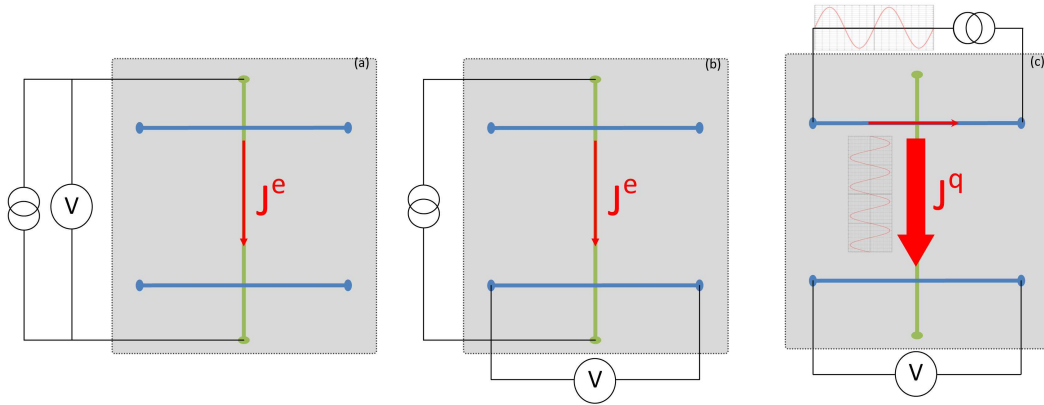


FIGURE 3.2: Le schéma du circuit électrique correspondant aux configurations : (a) Mesure de la magnétorésistance, (b) Mesure de l'effet Hall et (c) Mesure de l'effet Nernst

Trois types de mesure ont été représentés sur la figure 3.2. Le but du dispositif est idéalement de mesurer les réponses $V(\vec{m})$ pour toutes les directions de l'aimantation uniforme \vec{m} (le cas des aimantations non uniformes dépasse le cadre de ce travail). Cela signifie qu'on travaille dans un espace de configuration à deux dimensions, représenté par l'angle polaire θ et l'angle azimutal φ sur la sphère de rayon M_s (voir chapitre III). D'un point de vue pratique (voir Figure 3), la disposition des bobines de Helmholtz impose un champ magnétique fixe horizontal, et la canne de mesure peut tourner autour de l'axe vertical uniquement. Nous disposons de deux types de porte-échantillons pour tourner dans le plan (angle φ variable) ou perpendiculairement au plan (angle θ variable) de la couche mince (3.4).

Les mesures en fonction de \vec{m} sont de deux types. D'une part les mesures en fonction d'un angle pour un champ magnétique supposé saturant (fixé au champ magnétique maximum de 1.2 T), et d'autre par les mesures à angle fixe en fonction du champ magnétique permettant la mesure du cycle d'hystérésis magnétique.

Par ailleurs, nous avons limité ce travail aux courants (électrique et de chaleur) confinés dans le plan de la couche ferromagnétique. Nous distinguons alors deux géométries de mesure : celles avec l'aimantation dans le plan de la couche mince (MIP pour "Magnetization in Plane", c'est-à-dire en fonction de la variable φ) et les mesures avec l'aimantation hors du plan (MOP pour "Magnetization Out of Plane" : c'est-à-dire en fonction de la variable θ). On fixe un seul type de mesures MIP (pour $\theta = 90^\circ$) et deux types de mesures MOP avec $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$.

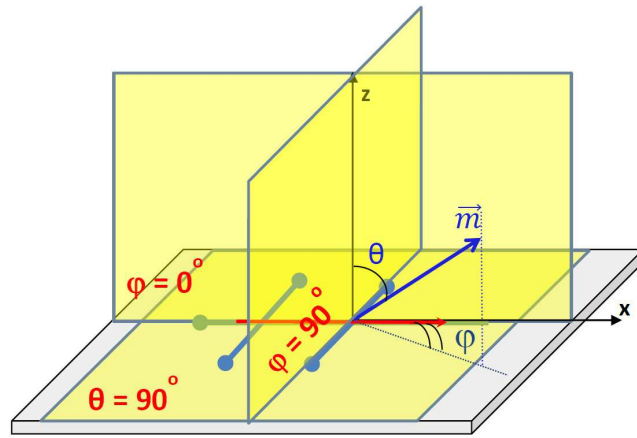


FIGURE 3.3: Le schéma des géométries de mesure avec l'aimantation dans le plan (fonction de φ pour $\theta = 90^\circ$), et hors du plan (fonction de θ pour $\varphi = 0^\circ$ et pour $\varphi = 90^\circ$)

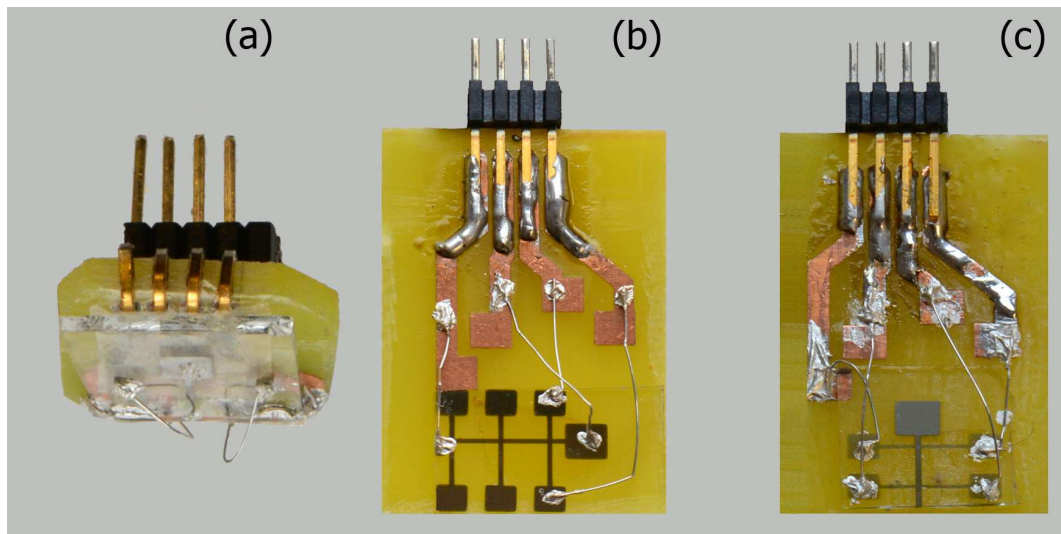


FIGURE 3.4: Configuration de trois types de géométrie sur deux types de porte échantillon : (a) porte échantillon pour mesurer dans le plan $\theta = 90^\circ$; (b) porte échantillon pour mesurer hors du plan $\varphi = 0^\circ$ et (c) $\varphi = 90^\circ$

3.2.1 Dispositif expérimental

Le système de mesure est présenté sur la figure 3.5. Le porte échantillon est placé dans une cage de Faraday qui permet de réduire le bruit électromagnétique généré par différentes sources dans le laboratoire. Il est placé ensuite dans l'espace entre deux bobines électroaimants alimentées par un générateur qui peut générer un courant d'intensité variable jusqu'à 50A. La valeur du champ magnétique appliqué sur l'échantillon dépend donc de l'intensité du courant qui passe dans les bobines. Le champ magnétique créé peut atteindre $H=1.3T$ lorsque de courant est de 50A, donc la conversion est de 26mT/A. Cette intensité est contrôlée par un signal analogique (en tension) généré par une source de tension Keithley 6487 (voir figure 3.5). La polarité du champ est définie par le signe du signal analogique.

La valeur du champ magnétique est mesurée par une sonde à effet Hall (Capteur Lake-Shore XHGT-9043) collée sur la surface de l'électroaimant. La valeur du champ magnétique est proportionnelle à la tension de sortie de l'instrument qui contrôle le capteur (Coffret amplification sonde de Hall - BOUHNİK SAS AF12122). Cet instrument possède deux calibres, l'un donne le signal direct ($1T \equiv 0.078V$) et l'autre un signal amplifié ($2T \equiv 10V$). Cette tension est mesurée par un nanovoltmètre Keithley 2812.

Les bobines et l'alimentation sont refroidies par un circuit d'eau dont le débit doit atteindre au moins 12 l/mn afin de ne pas surchauffer le système pendant la durée de la mesure (Voir la figure 3.5).

On peut injecter dans le circuit un courant électrique compris entre 2nA et 100mA d'intensité avec une source de courant Keithley 6221 avec une précision $\pm(0.02\%)$. La tension est mesurée par un nanovoltmètre Keithley 2182A avec une résolution de 1nV (résistance de source $> 10G\Omega$). La source de courant et le nanovoltmètre sont reliés par un câble "trigger" et par un câble de communication RS232 pour les mesures nécessitant plus de précision (*Delta et Pulse mode*).

Pour faciliter les modifications de configurations de mesure, nous avons utilisé quatre câbles BNC indépendants pour quatre contacts du porte d'échantillon. Nous utilisons une boîte de connections comme adaptateur entre les câbles BNC et le câble triax. Les modifications du circuit de mesure sont faites par changement des positions des BNC sur la boîte. Les différents appareils sont pilotés par l'ordinateur via l'interface GPIB (General Purpose Interface Bus). Les programmes pour contrôler les instruments, acquérir des données, automatiser les mesures, sont faits avec LabVIEW (un langage graphique de programmation de National Instruments). Les faces avant des programmes de mesure seront montrées dans la partie correspondant à chaque type de mesure.

Les données sont enregistrées sous forme de texte et les éléments sont séparés par un *Tab*. Elles sont répertoriées de la façon suivante :

1. Toutes les données sont enregistrées dans le répertoire Data
2. Il y a un dossier pour chaque mois (sous format mm-aaaa)
3. Les données pour chaque échantillon sont stockées dans un dossier (le nom de dossier est le nom d'échantillon).
4. Les données pour chaque type de mesure sont stockées dans un dossier (le nom de dossier est le nom du programme de mesure).
5. Les données qui ont les mêmes paramètres de mesure sont enregistrées dans le même dossier.
6. Les données sont classées par jour et heure de mesure (sous format jj-mm-hh-mn-ss). Cette étape protège les données quand on réalise une mesure avec les mêmes paramètres à plusieurs reprises.

Cette structure est créée automatiquement lorsque nous faisons des mesures.

3.2.2 Protocole de mesure de la magnétorésistance

A la suite de plusieurs séries d'études sur les propriétés de magnétorésistance, nous avons déjà maîtrisé une bonne connaissance sur les profils typiques des hystérésis de magnétorésistance (MR) d'un mono-domaine ainsi que des états d'aimantation correspondants. Dans ce travail, nous avons utilisé la mesure de MR pour caractériser magnétiquement nos échantillons. En d'autres termes, la MR est utilisée comme sonde pour déterminer les états d'aimantation. L'objectif est de parcourir de façon contrôlée tout l'espace de configuration (θ, φ) ($\theta \in [0, \pi]$; $\varphi \in [0, 2\pi]$).

La résistance est mesurée par un courant direct (DC) injecté dans la ligne Py (Fig 3.2.a), la différence de potentiel électrique est détectée par un nanovoltmètre. Pour un point, nous prenons 5 mesures du Nanovoltmètre (intégré sur une centaine de ms) et faisons la moyenne. Le bruit thermique maximum est de l'ordre de 10 nV.

Afin de corriger autant que possible les dérives dans le temps (dérives ou "drifts" d'origine thermique ou électrique), les mesures sont toujours effectuées en aller-retour, i.e. le dernier point est mesuré dans les mêmes conditions que le premier point, et les mesures sont effectuées à plusieurs fois. S'il y a une dérive linéaire, il suffit donc de faire coïncider ces deux points par une transformation linéaire pour l'éliminer.

Pour notre étude, la mesure de magnétorésistance est effectuée dans le plan (variable φ pour $\theta = 90^\circ$) et hors du plan (variable θ pour $\varphi = 0$ et $\varphi = 90^\circ$) comme indiqué sur la figure 3.6.

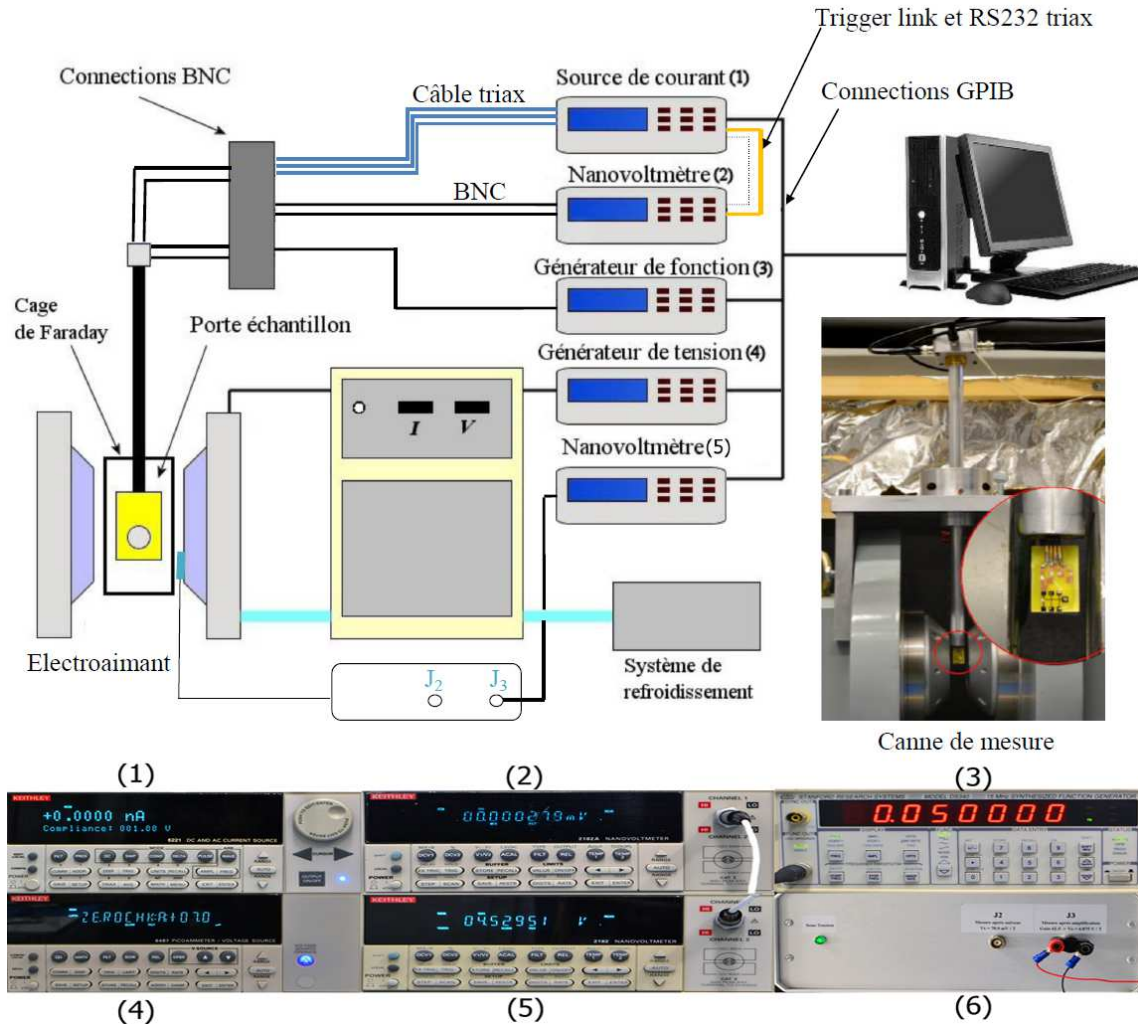


FIGURE 3.5: Schéma du dispositif de mesure. (1) Keithley 6221 Programmable Current Source ; (2) Keithley 2812A nanovoltmètre ; (3) Stanford Research Systems DS340 Générateur de tension ; (4) Keithley 6487 Générateur de tension ; (5) Keithley 2182 Nanovoltmètre

3.2.2.1 Mesure de l'AMR en fonction de l'angle

Il s'agit de mesurer la dépendance de la résistance en fonction des angles (θ ou φ) (voir la figure 3.3) avec le champ magnétique fixé à la valeur maximum de $1.2T$ (champ saturant). Nous faisons varier l'angle de -180° à 180° puis on retourne à -180° avec un pas de 10° .

Les mesures en fonction de l'angle ne sont pas automatisées : il est nécessaire de changer l'angle à la main. La figure 3.7 montre la face avant ("front panel") du programme que nous avons fait pour mesurer l'AMR en fonction de l'angle. Dans la case **Courant(A)**, il faut mettre la valeur du courant qu'on utilise pour la mesure. L'indicateur au-dessous doit être allumé (en vert) pour qu'on puisse lancer le programme. Chaque fois que nous changeons l'angle, il faut noter la valeur correspondante dans la case **Angle**. La case

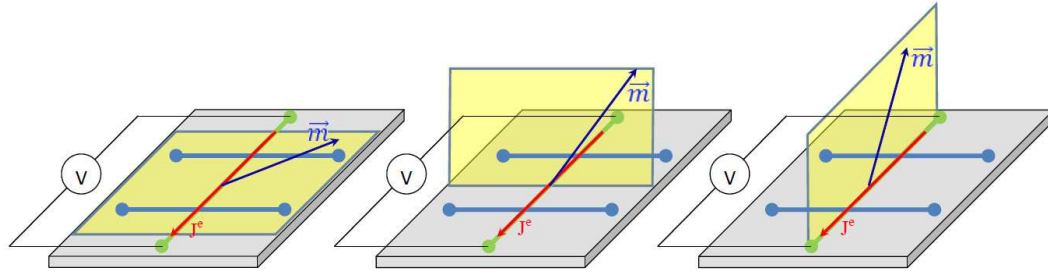


FIGURE 3.6: Les géométries de mesure magnétorésistance

$H(V)$ indique l'amplitude du signal analogue que nous utilisons pour générer le champ (la valeur typique est de 8V pour créer un champ de $\sim 11\text{kG}$). L'afficheur **I current** et **V current** montre le courant actuel et la tension actuelle de la mesure. Le bouton **MesChamp** est fait pour mesurer la vraie valeur du champ avec la sonde de Hall ou la valeur de consigne donnée au générateur. Comme nous n'avons pas une table rotative, la mesure en angle est effectuée manuellement. Pour chaque valeur de l'angle, nous prenons quelques points de mesure (3 à 5 points) afin d'obtenir expérimentalement la barre d'erreur. Noter que le bouton **PAUSE** s'allume pour indiquer que le programme est en pause et il faut cliquer dessus pour continuer. La fenêtre graphique montre la résistance au cours du temps.

Le schéma fonctionnel du programme pour mesurer l'AMR en fonction de l'angle est présenté sur la figure 3.8.

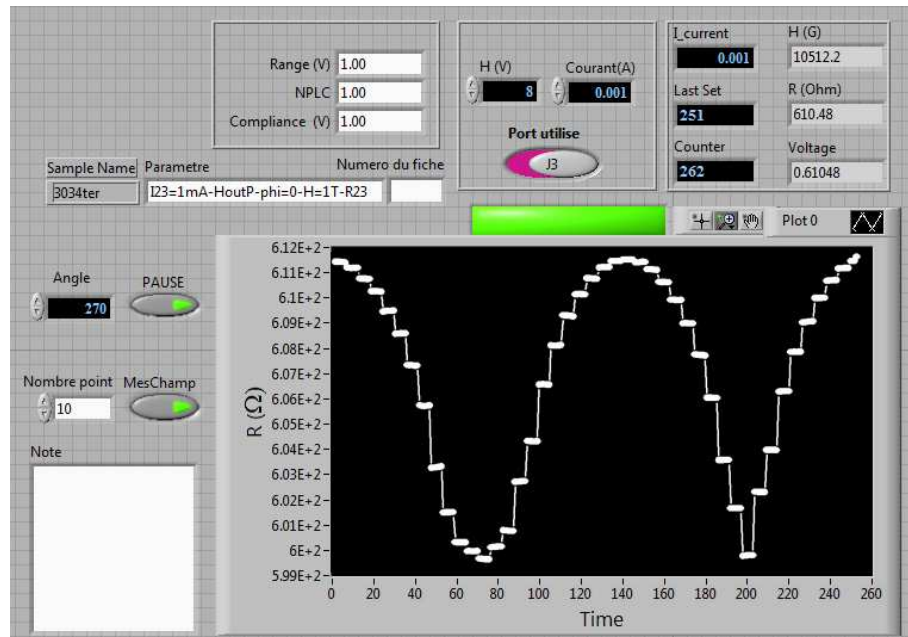


FIGURE 3.7: Face avant du programme utilisé pour la mesure AMR en fonction de l'angle.
(Nom du programme :R(angle)atH.vi)

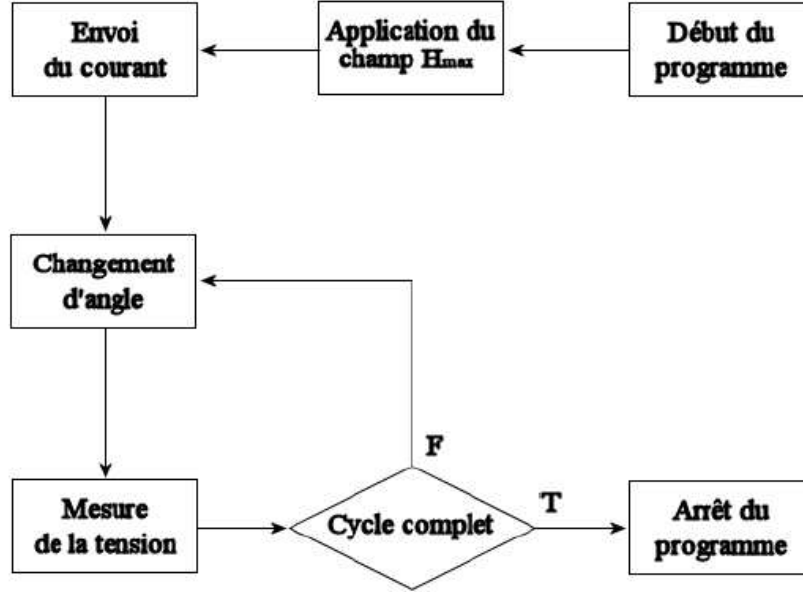


FIGURE 3.8: Schéma fonctionnel du VI fait pour mesurer l'AMR en fonction de l'angle : $R(\text{angle})$ at H.vi

3.2.2.2 Mesure de l'AMR en fonction du champ H

Dans cette mesure, la direction du champ magnétique \vec{H} par rapport à l'échantillon est fixée, et on mesure la résistance de l'échantillon en faisant varier l'intensité du champ de $-H_{max}$ à H_{max} (**full-loop**). Cela revient à faire varier les angles θ et φ conformément aux états quasi-statiques de l'aimantation ($\vec{\nabla} E = \vec{0}$), c'est-à-dire le long du cycle d'hystérésis (voir chapitre II). Afin de minimiser le temps nécessaire pour la mesure sans perdre des informations importantes au voisinage du saut de l'aimantation (c'est-à-dire de la partie irréversible du cycle de magnétorésistance), le pas de champ est ajustable. La face avant du programme pour mesurer l'AMR en fonction du champ magnétique extérieur est montrée sur la figure 3.9. L'intervalle entre $-H_{max}$ et $+H_{max}$ est divisé en trois zones dont les bords sont nommés **H1(V)**, **H2(V)**, **H3(V)** et **H4(V)**. Le champ est balayé avec des incréments différents **Incr1(V)**, **Incr2(V)** et **Incr3(V)** dans chaque zone, donc plus petit dans la zone où nous faisons le *zoom*.

Les valeurs typiques sont aussi montrées sur la figure 3.9. L'intensité du courant utilisé pour mesurer l'AMR est la valeur en Ampère que nous mettons dans la case **I(A)**. L'angle auquel nous faisons la mesure est noté dans la case **Angle**. Si l'indicateur **InUse** est allumé, la mesure est en cours. Les cases **H(V)**, **V(V)**, **R(Ω)** affichent les valeurs actuelles du champ, de l'incrément, de la tension et de la résistance de l'échantillon. La case **Note** est utilisée pour noter toutes les informations concernant l'échantillon. L'afficheur graphique montre en temps réel le profil d'AMR en fonction du champ magnétique appliqué.

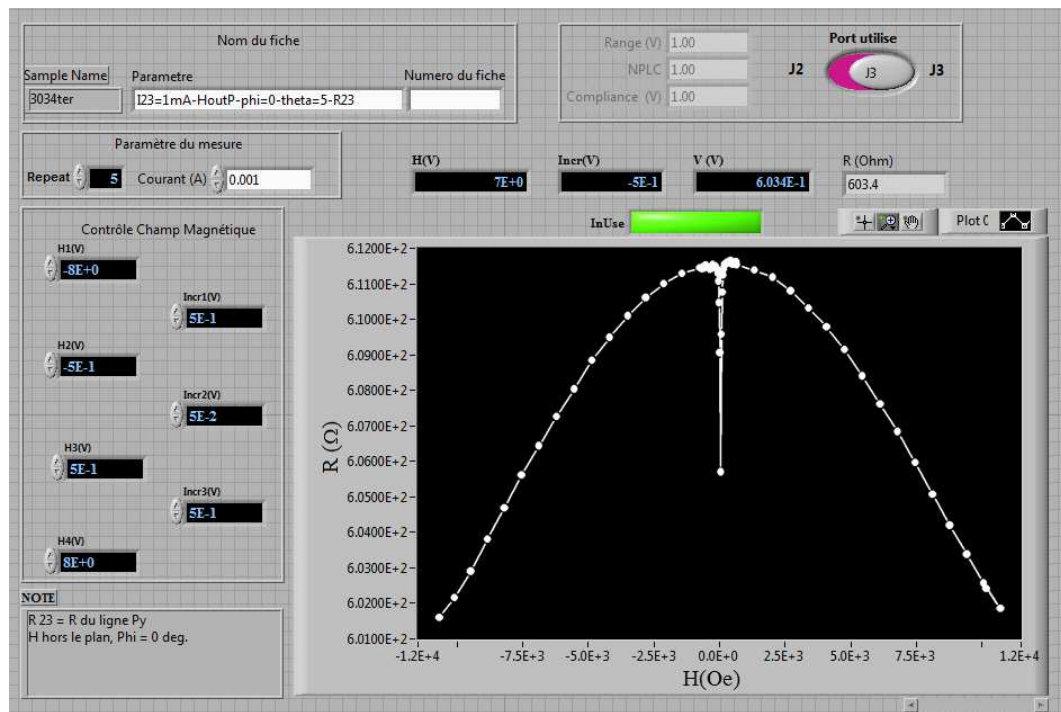


FIGURE 3.9: Face avant du programme utilisé pour la mesure AMR en fonction du champ magnétique appliqué à un angle entre l'axe du courant et la direction du champ magnétique. (Nom du programme : $R(H)FullLoop.vi$)

Le schéma fonctionnel du programme fait pour mesurer l'AMR en fonction du champ magnétique H est présenté sur la figure 3.10. Le temps nécessaire pour faire une **full-loop** est typiquement de *20 minutes*.

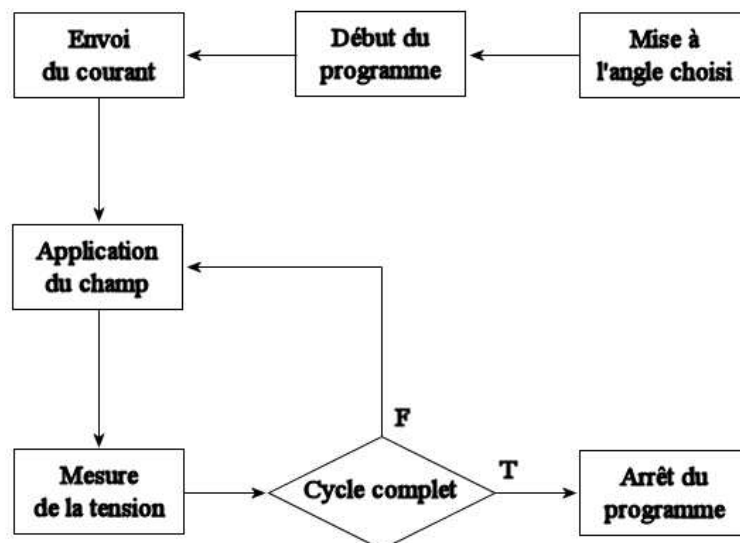


FIGURE 3.10: Schéma fonctionnel du VI fait pour mesurer l'AMR et l'effet Hall anisotropique en fonction du champ magnétique H : $R(H)FullLoop.vi$

3.2.3 Protocole de mesure d'effet Hall

Dans notre étude, le deuxième type de mesure est la mesure d'effet Hall anisotropique qui comprend la contribution de l'effet Hall planaire et de l'effet Hall anormal (voir Chapitre II). Le courant est injecté dans la ligne Py le long de Ox , et la différence de potentiel électrique est mesurée aux extrémités de l'électrode transverse (le long de Oy) avec le voltmètre (figure 3.2.b). Cette configuration de mesure définit la mesure de l'effet Hall quelle que soit la direction de l'aimantation (c'est-à-dire $\forall \theta$ et $\forall \varphi$). Pour mesurer l'effet Hall en fonction de l'angle et du champ magnétique, nous utilisons le même protocole que pour la mesure de magnétorésistance décrite ci-dessus (nous utilisons donc le même programme de mesure), et seule la position du contact est modifiée (figure 3.11).

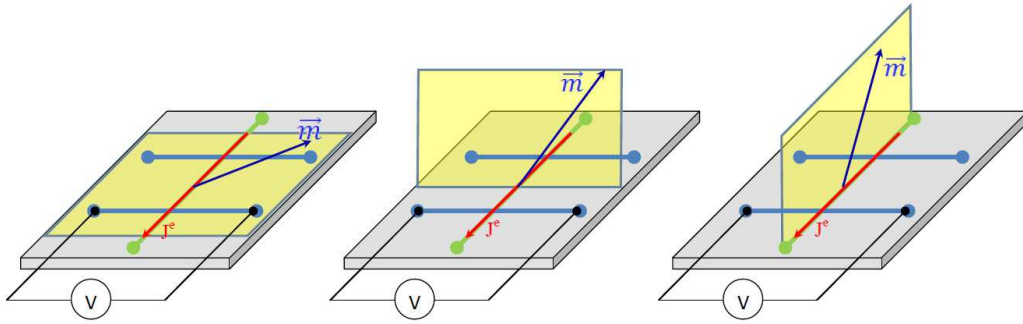


FIGURE 3.11: Les géométries de mesure d'effet Hall

3.2.4 Protocole de mesure d'effet Seebeck et Nernst

De la même façon, pour la mesure de l'effet Seebeck et Nernst, nous remplaçons le courant électrique J^e par un courant de chaleur J^Q dans les configurations de mesure de résistance et de l'effet Hall. Pour créer le courant de chaleur, nous avons utilisé deux systèmes de chauffage. Le premier est une diode infra-rouge, et le deuxième est une résistance chauffante locale (effet Joule). Sauf mention contraire, nous présentons ici uniquement les mesures avec le deuxième système de chauffage. La résistance chauffante est une des électrodes (typiquement de 5 à 100 nm d'épaisseur) déposée sur la couche mince (une ligne transverse de 400 μm de large de Pt pour un échantillon Py/Pt ou une ligne d'or de 0.5 cm de long pour l'échantillon YIG/Pt). Comme indiqué dans l'introduction, une tension sinusoïdale de fréquence f (figure 3.12) est appliquée sur l'électrode de chauffage (la tension maximum est de 10 V). **Le chauffage maximum est de l'ordre de quelques degrés.** La puissance thermique P_h généré par le chauffage est :

$$P_h = \frac{V^2}{R} = \frac{V_o^2}{R} \cos^2(2\pi ft) = \frac{V_o^2}{R} \frac{\cos 2\pi(2f)t + 1}{2} \quad (3.1)$$

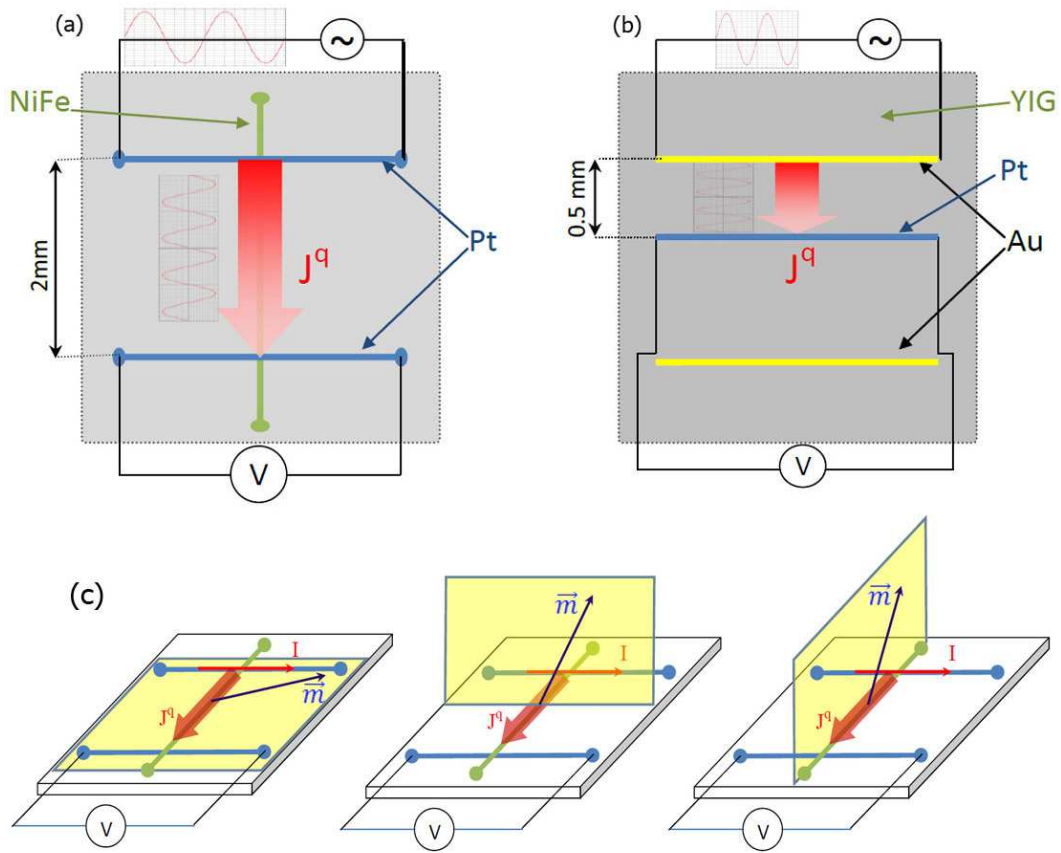


FIGURE 3.12: Schéma de la mesure en configuration Nernst pour (a) les échantillons Py/Pt et pour (b) l'échantillon YIG et (c) différentes géométries de cette mesure

où : la résistance du chauffage R est d'environ 500Ω pour les échantillons Py/Pt (ou 9Ω pour l'Au de l'échantillon YIG).

Cette puissance thermique crée un courant chaleur à la fréquence $2f$ et proportionnel à V_0^2/R_h . La réponse Seebeck ou Nernst est mesurée sur la ligne transverse au courant de chaleur (Figure 3.12). Le temps de mesure est de l'ordre de 300s pour chaque point de mesure. À cause du courant induit, la tension que nous mesurons a deux termes, un terme à la fréquence f (la tension de l'induction direct) et le terme qui nous intéresse à la fréquence $2f$ (la réponse Seebeck ou Nernst). Notons que pour les petits signaux, le terme d'ordre supérieur à la fréquence $3f$ peut aussi être pris en compte. Il provient de la variation de la résistance $R_h(f)$ du fait du chauffage Joule.

Avec une couche ferromagnétique conductrice comme pour le Py, le terme de fréquence f est plus grand (de l'ordre d'un ordre de grandeur) que le terme en $2f$ (Figure 3.15.a). Avec une couche ferromagnétique isolante comme pour YIG, la réponse à fréquence f est négligeable par rapport au terme en $2f$ (figure 3.15.b). Lorsqu'on applique le chauffage, il faut attendre que le système atteigne le régime stationnaire, après un chauffage global du dispositif (voir figure 3.15). Le signal Seebeck ou Nernst consiste en l'oscillation de

la tension $U(t)$ à la fréquence $2f = 0.11$ Hz (figure 3.15.b), c'est-à-dire au double de la fréquence du courant de chauffage que nous envoyons dans la ligne Pt. Après la correction des termes en f et $3f$, on définit le signal par l'amplitude maximale des oscillations $\Delta U = \text{Max}[U(t) - U(t + \frac{1}{4f})]/2$. Nous nous sommes fixés comme objectif la mesure de l'amplitude ΔU en fonction des différents paramètres qui sont la fréquence f , la puissance de chauffage (le courant de chaleur J^Q) et des états de l'aimantation (c'est-à-dire des angles φ et θ) via le champ magnétique extérieur \mathbf{H} (amplitude et direction). Dans le chapitre suivant, ces mesures seront systématisées pour différents types d'échantillons.

Pour éviter le courant de chaleur en direction perpendiculaire avec les couches minces, nous avons mis les échantillons dans une cellule à base pression (Figure 3.13). Cette configuration interdit les courants de chaleur J_z^Q perpendiculaire à la couche mince.

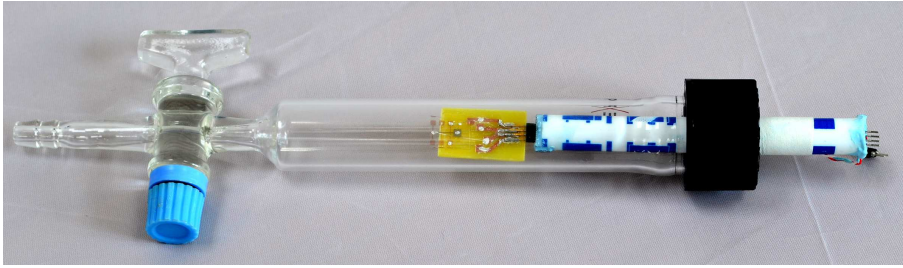


FIGURE 3.13: La cellule pour mesure en basse pression

Pour tester la présence éventuelle de courant de chaleur dans la direction Oz , nous avons fait les mesures dans une cellule à vide (plus exactement sous basse pression d'un vide primaire). La figure 3.14 présente la comparaison entre la mesure sous vide et dans l'air.

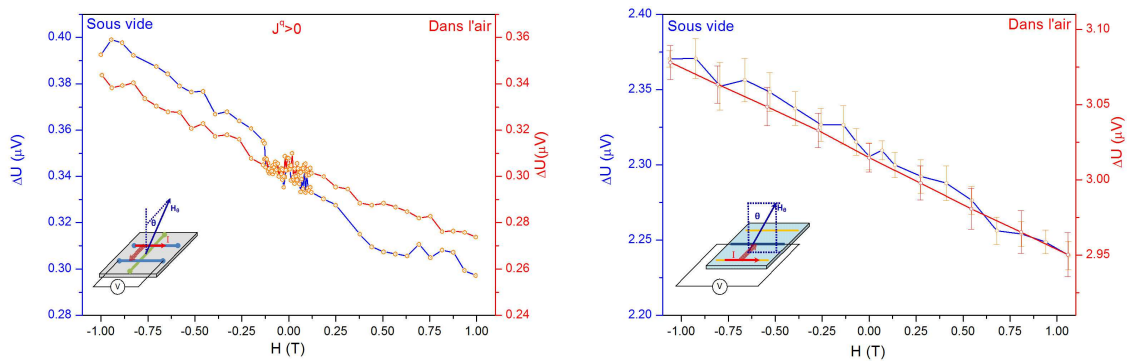


FIGURE 3.14: Comparaison entre les mesures à l'air et sous vide pour les échantillons Py (à gauche) et YIG (à droite)

La comparaison des résultats de la mesure de ΔU_y (avec l'échantillon *Py* et *YIG*) montre qu'il n'y a pas de différence significative entre les deux conditions de mesure. Nous pouvons en conclure que le courant chaleur J_z^Q est négligeable pour les deux types d'échantillons.

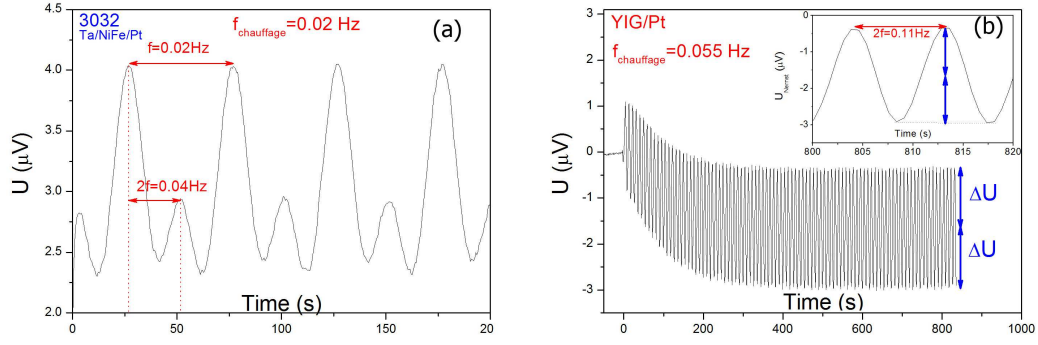


FIGURE 3.15: Tension mesurée sur l'électrode en fonction du temps dans la configuration Nernst. (a) Couche mince de Py sur électrode de Pt. (b) Couche mince de YIG sur électrode Au.

3.2.4.1 Mesure de l'effet Seebeck ou Nernst en fonction de la fréquence

La maîtrise des courants de chaleur est un critère déterminant de notre mesure. Pour imposer un courant de chaleur maximum entre les deux électrodes (le courant J_x^Q correspond alors à la puissance Joule injectée dans l'électrode de chauffage), il faut que chacune d'elles soit en contact thermique avec son thermostat (typiquement il ne doit pas y avoir de perte par des courants J_y^Q). Cependant, dans notre dispositif expérimental sans cryostat, les réservoirs de chaleur ne sont pas bien définis. Théoriquement, pour chaque point de mesure, il faudrait attendre un temps très long pour être sûr de la thermalisation des contacts. La mesure de la réponse $\Delta U(f)$ en fonction de la fréquence permet cependant de trouver un compromis entre le minimum de temps de mesure (c'est-à-dire maximum de fréquence de mesure) et le maximum de courant J_x^Q correspondant à la thermalisation des contacts. Comme le régime thermique dépend du détail des contacts, la fréquence optimale varie de façon significative d'un échantillon à l'autre. De plus, les comportements thermiques sont difficiles à modéliser, et le profil de la réponse thermique en fréquence n'est pas bien compris (voir Chapitre II). Cependant, l'existence d'un maximum de la réponse au voisinage de 0.05 Hz (figure 3.16) permet de fixer la fréquence optimale en ce point. Cette figure présente la face avant et le schéma fonctionnel du programme utilisé pour la mesure de l'effet Nernst en fonction de la fréquence. Dans le programme de mesure, il y a trois groupes de contrôles et un groupe d'indicateurs. Le premier groupe (**Sample name**, **Parameter**, **Repeats**, **Periodic Measurement**, **Port in use**, **Angle**) contrôle les paramètres généraux. **Periodic Measurement** contrôle le temps du mesure qui est n fois la période du signal. **Port in use** est le port utilisé pour mesurer le champ magnétique via la sonde de Hall. Le deuxième groupe (**Current**, **Set V heat (V)** et **H (V)**) contrôle les paramètres : **Current** est le courant électrique qui traverse l'échantillon ; **Set V heat (V)** contrôle la tension du chauffage (de l'ordre de 10V en général) ; **H (V)** contrôle le champ magnétique appliqué. Le troisième groupe (**f1(Hz)**, **f2(Hz)**, **f3(Hz)**, **f4(Hz)**, **Incr1(Hz)**, **Incr2(Hz)** et **Incr3(Hz)**) est le groupe

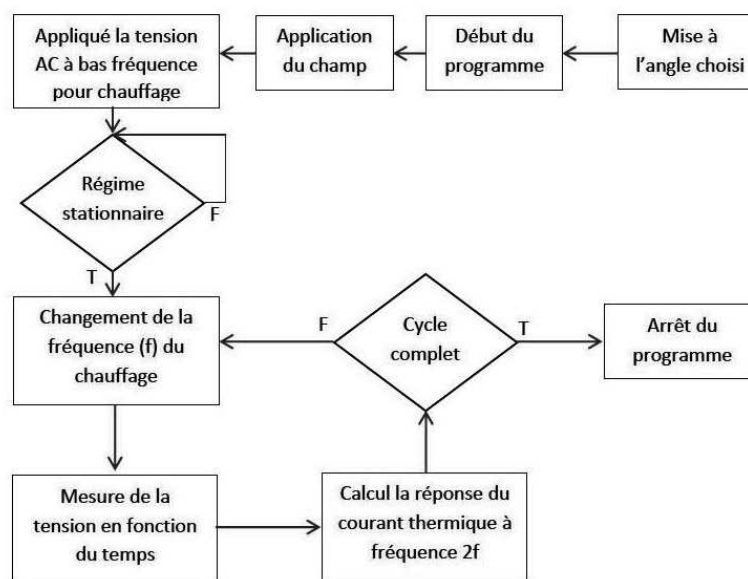
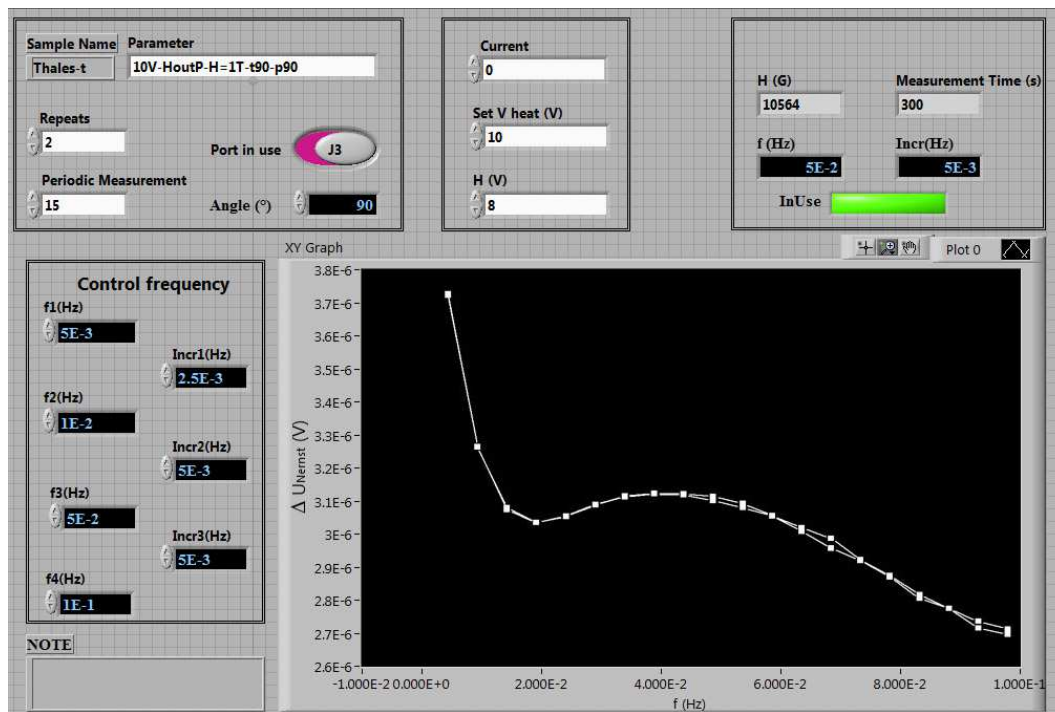


FIGURE 3.16: Face avant et schéma fonctionnel du VI fait pour mesurer ΔU en fonction de la fréquence. (Nom du programme utilisé : a1,a3(f)-I AC chauffer)
Cas d'une mesure YIG en configuration Nernst

qui fait le balayage en fréquence. Pour chaque échantillon, nous faisons cette mesure avec un champ magnétique de $H = 1 \text{ T}$ ($H(V) = 8 \text{ V}$) et à une position $\theta = 0^\circ$ et $\varphi = 90^\circ$, on balaie la fréquence de $f = 0.001 \text{ Hz}$ à $f = 1 \text{ Hz}$ (les fréquences supérieures à 1 Hz sont trop rapides par rapport au régime thermique stationnaire). La meilleure fréquence est celle qui correspond au maximum de $\Delta U(f)$. La valeur typique varie de $f = 0.01 \text{ Hz}$ à $f = 0.06 \text{ Hz}$.

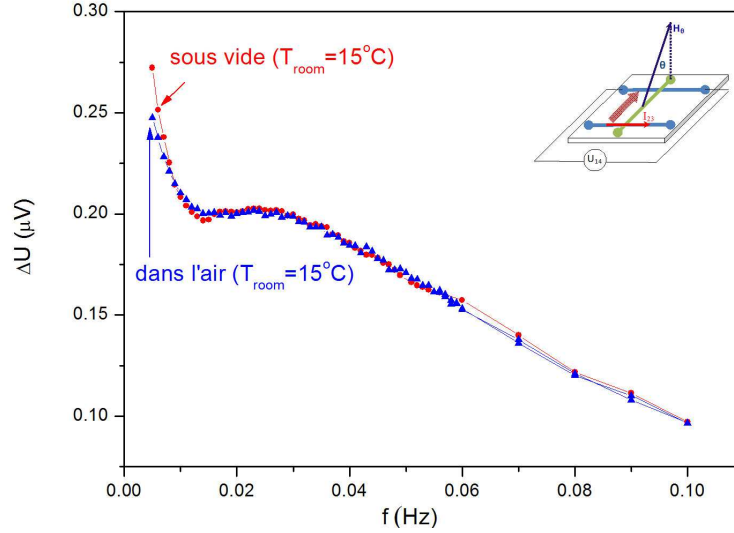


FIGURE 3.17: Comparaison entre la mesure tension transverse en fonction de la fréquence à l'air et sous vide pour l'échantillon $Py/Pt(15nm)$.

Dans cette section, nous présentons quelques réponses de ΔU_y en fonction de la fréquence de chauffage. La figure 3.17 est la comparaison de la réponse en fonction de la fréquence dans deux conditions thermique à l'air et sous vide du même échantillon. Ce résultat confirme que les effets d'un courant de chaleur J_z^Q perpendiculaire sont négligeables pour l'ensemble de nos mesures.

3.2.4.2 Mesure d'effet Seebeck ou Nernst en fonction de la puissance du chauffage

Il s'agit de mesurer la dépendance de l'amplitude $\Delta U(V_0)$ en fonction de la puissance du chauffage (Figure 3.18). Comme pour le programme de mesure de l'effet Nernst en fonction de la fréquence, ce programme a trois groupes de contrôles et un groupe d'indicateurs. Dans un des groupes, nous fixons le courant électrique (**Current**) (nul pour les mesures Seebeck et Nernst), la fréquence de la tension du chauffage (**Frequency (Hz)**) et le champ magnétique appliqué (**H (V)**). Avec un autre groupe, (**f1(Hz)**, **f2(Hz)**, **f3(Hz)**, **f4(Hz)**, **Incr1(Hz)**, **Incr2(Hz)** et **Incr3(Hz)**), nous changeons la tension du chauffage pour faire le balayage de la puissance. Pour chaque échantillon, nous faisons cette mesure avec trois valeurs du champ magnétique : -1, 0 et 1T. La puissance V_0^2/R est donnée par la tension appliquée ($V_0 = 5V$ à $10V$) et la résistance de la ligne (de l'ordre de 500Ω). La Figure 3.19 donne la tension ΔU en fonction de la puissance du chauffage des échantillons Py/Pt dans la configuration Nernst. Quand le courant de chaleur est nul on a $\Delta U = 0$ (quels que soient les valeurs du champ magnétique). La loi linéaire de ΔU en fonction de la puissance, donnée dans la figure 3.19 pour Py/Pt avec trois positions de l'aimantation, (dans le plan, hors du plan vers le haut, et hors du plan vers

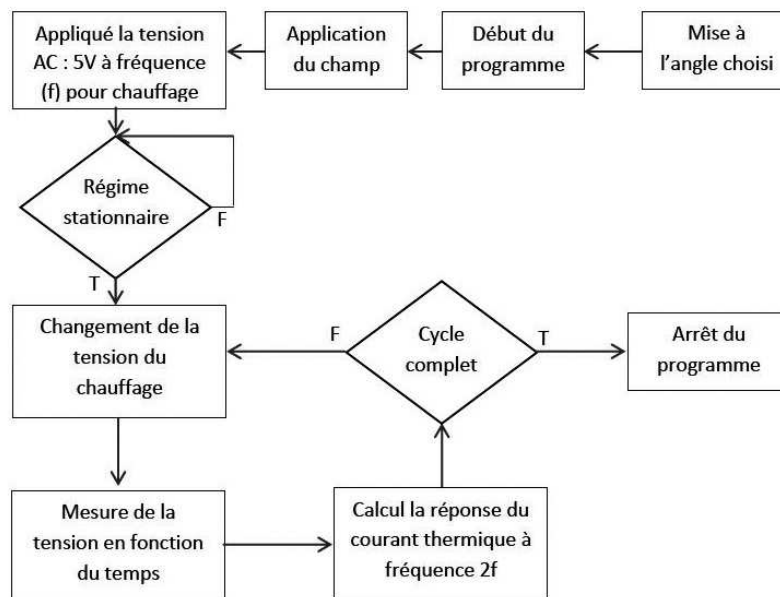
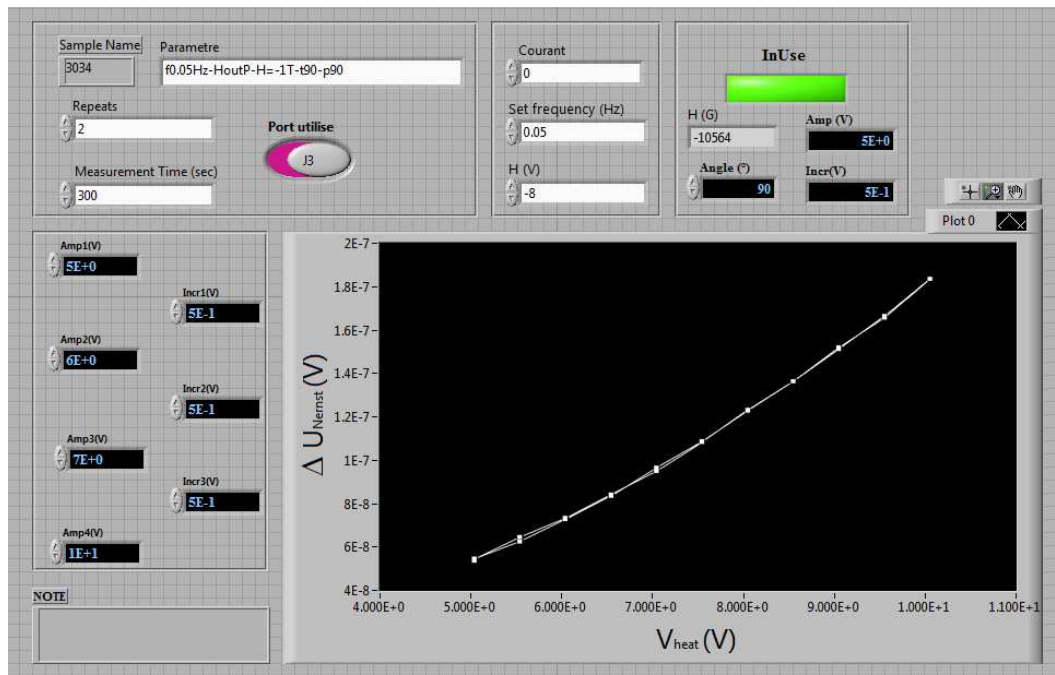


FIGURE 3.18: Face avant et schéma fonctionnel du VI pour la mesure Seebeck ou Nernst en fonction de la puissance du chauffage (Nom du programme utilisé : a1,a3(P)-I AC chauffer)

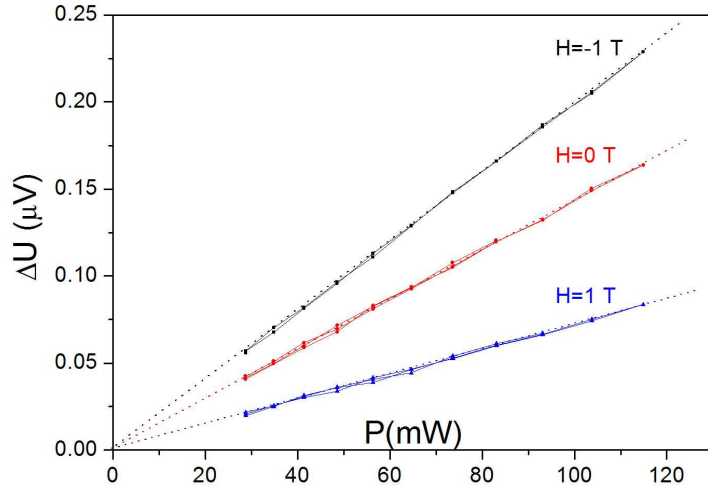


FIGURE 3.19: ΔU en fonction de la puissance d'échantillon Py/Pt pour 3 valeurs du champ magnétique hors du plan de la couche mince

le bas), confirme que la tension mesurée est bien une tension du type Seebeck ou Nernst anisotropique (voir chapitre III). Sauf mention particulière, les mesures sont faites avec le maximum de tension du chauffage ($V_0 = 10V$) pour avoir le meilleur signal possible.

3.2.4.3 Mesure de l'effet Seebeck ou Nernst en fonction de l'angle

Il s'agit de mesurer la dépendance de ΔU en fonction de l'angle (θ ou φ) (voir la figure 3.3) à champ magnétique fixé. Nous faisons varier l'angle du champ magnétique (angle polaire θ ou azimutal φ) de -180° à 180° et retour à -180° avec un pas de 10° . Dans ce programme, nous remplaçons la case Current (A) dans le programme de mesure AMR en fonction de l'angle par un groupe de paramètres qui contrôle le courant de chaleur (Figure 3.20). Les paramètres ont été fixés lors des mesures précédentes de ΔU en fonction de la fréquence et de la puissance. Le schéma fonctionnel du programme pour mesurer l'effet Nernst en fonction de l'angle est présenté sur la figure 3.21.

3.2.4.4 Mesure d'effet Seebeck et Nernst en fonction du champ magnétique appliqué

Pour mesurer un cycle d'hysteresis magnétique, on fixe la position du champ magnétique et du courant de chaleur, et on mesure $\Delta U(H)$ en faisant varier l'intensité du champ magnétique. En raison de la faible coercivité du permalloy et du YIG, la partie irréversible du cycle est réduite aux champs faibles. Le champ balayé est tel que décrit dans le programme de mesure AMR, sauf que le temps de mesure est beaucoup plus long en raison de la très faible valeur de la fréquence f : le cycle complet dure environ

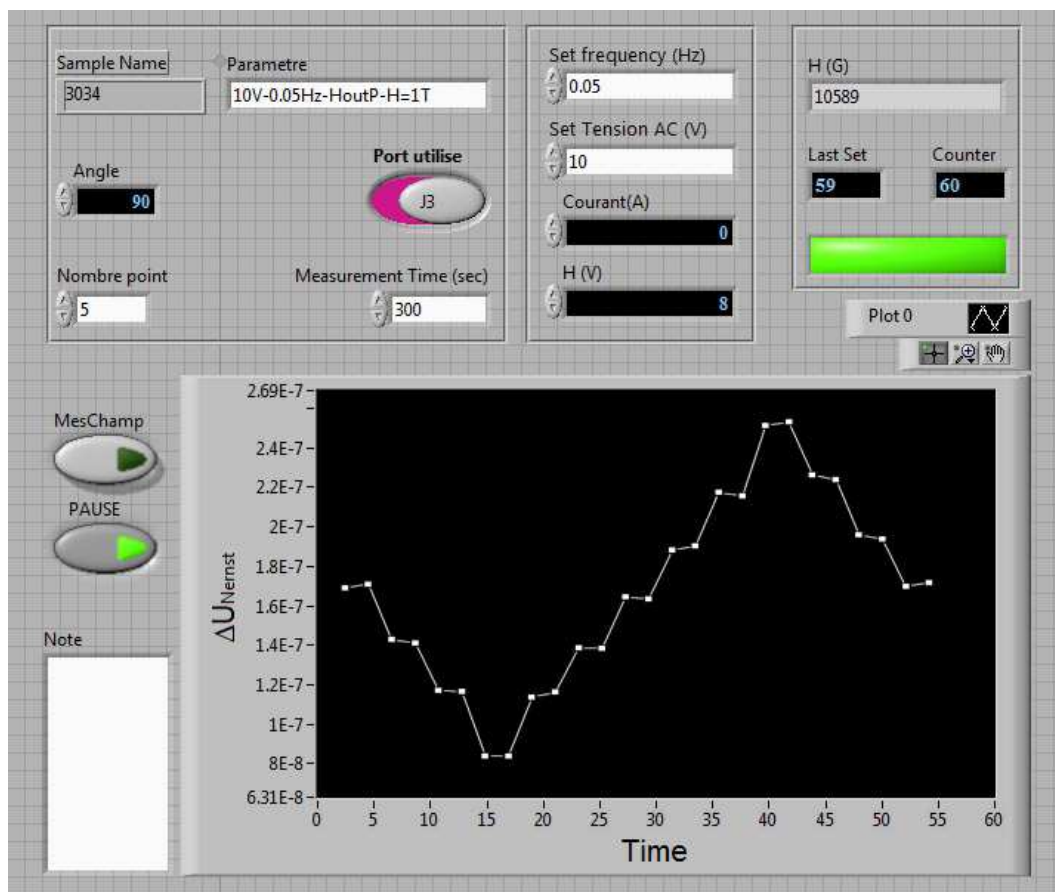


FIGURE 3.20: Face avant du programme utilisé pour la mesure de l'effet Seebeck ou Nernst en fonction de l'angle (θ ou φ). Nom du programme : a1,a3(angle)-I AC chauffage.VI

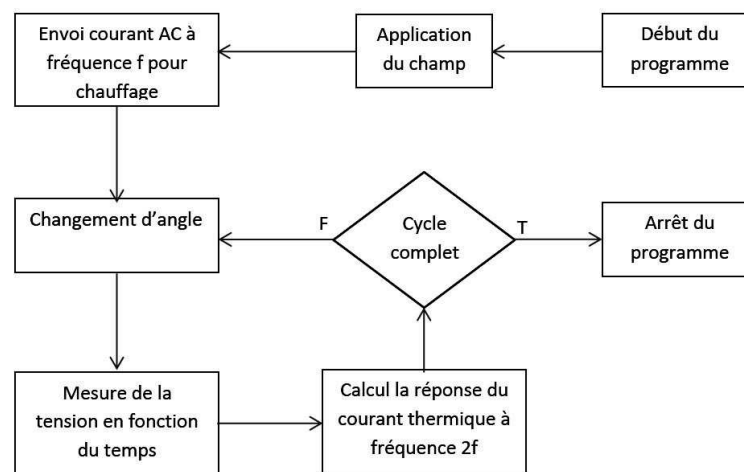


FIGURE 3.21: Schéma fonctionnel du VI pour mesurer l'effet Seebeck ou Nernst en fonction de l'angle (θ ou φ) : a1,a3(angle)-I AC chauffage.VI.

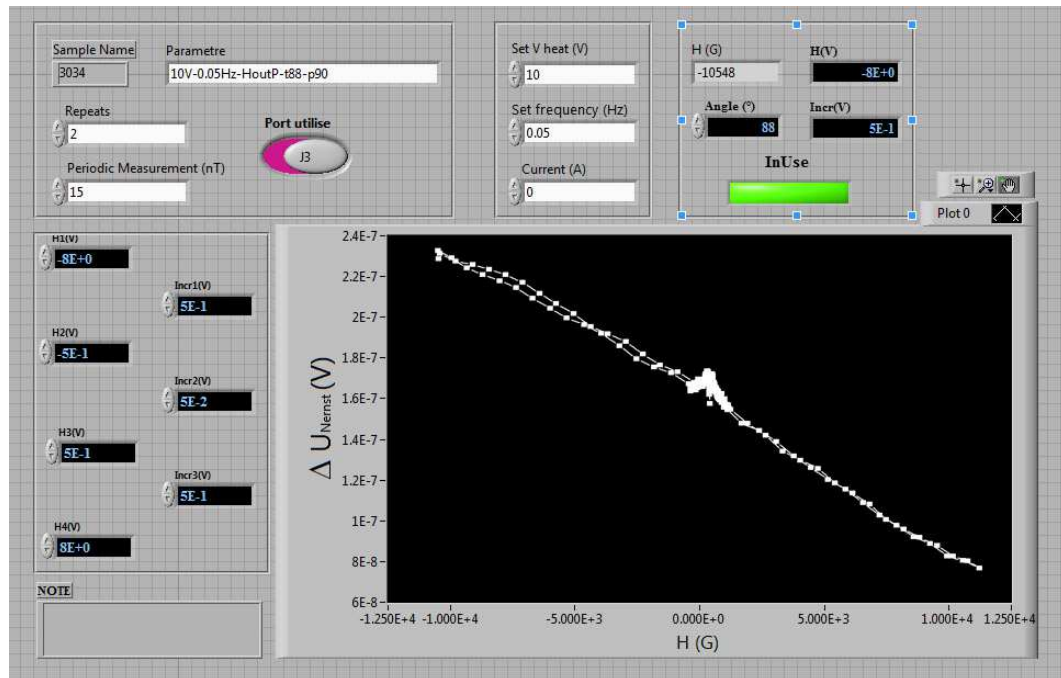


FIGURE 3.22: Face avant du programme utilisé pour la mesure l'effet Seebeck ou Nernst en fonction du champ magnétique. Ici : échantillon FeNi/Pt en configuration Nernst avec $\theta = 0$ et $\varphi = 0$ (à champ faible : partie irréversible du cycle avec saut de l'aimantation dans le plan). Nom du programme : a1,a3(H)-I AC chauffage.VI

24h. Ce programme est similaire au autres programmes de mesure Seebeck ou Nernst (Figure 3.23 et 3.22). La mesure est réalisée pour plusieurs positions de l'échantillon, avec l'aimantation dans le plan et hors du plan (figure 3.12).

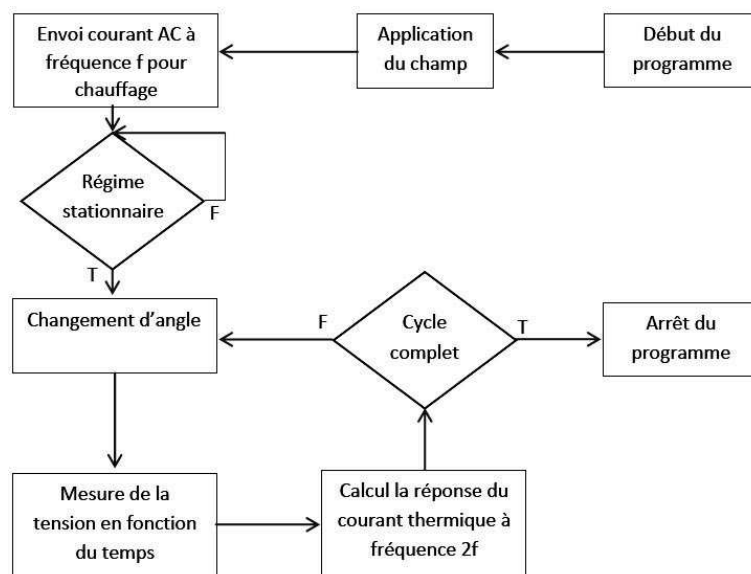


FIGURE 3.23: Schéma fonctionnel du VI pour mesurer l'effet Seebeck et Nernst en fonction du champ magnétique(θ ou φ) : a1,a3(H)-I AC chauffage.VI.

3.2.5 Analyse des données

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous avons choisi la technique de détection synchrone (ou "lock-in") afin de sélectionner la réponse à l'excitation thermique. Avec les protocoles décrits dans la partie précédente, nous avons acquis les données en fonction du temps (voir la figure 5.2). La fréquence utilisée est très basse (pour atteindre le régime thermique stationnaire), ce qui pose des problèmes pour la détection avec un amplificateur lock-in électronique. Nous effectuons donc le traitement des données avec Labview au cours de l'acquisition. Afin de déduire l'amplitude du signal à la fréquence souhaitée (2ω), nous supposons que le signal $V(t)$ comporte au moins trois termes : un terme constant, un terme à la fréquence ω pour l'induction directe du courant que nous injectons dans le chauffage, et un terme à la fréquence 2ω pour la réponse à l'excitation thermique due au courant de chaleur uniquement. On vérifie que les termes d'ordres supérieurs ne sont pas significatifs. Pour le terme 2ω , le signe du coefficient peut changer avec la valeur de la phase. Afin d'éviter ce problème, nous remplaçons le terme en cosinus de 2ω par un terme en cosinus carré de ω . Il s'agit donc d'ajuster numériquement le signal sinusoïdal en tension que nous avons obtenu avec l'expression suivante :

$$V(t) = a_0 + a_1 \cos(\omega t + a_2) + a_3 \cos^2(\omega t + a_4) \quad (3.2)$$

dans l'équation :

a0 le terme constant

a1 l'amplitude de l'induction directe à la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$

a2, a4 les phases

a3 l'amplitude ΔU de la réponse à l'excitation thermique. Ce terme est proportionnel au courant de chaleur et dépendant de l'état magnétique d'échantillon.

Le SubVI de LabVIEW va traiter les données de la tension mesurée en fonction du temps, et va donner la valeur des coefficients d'ajustement pour chaque point de mesure ΔU . Le programme nous rend les meilleurs coefficients d'ajustement en utilisant l'ajustement au moindre χ^2 ou la méthode du chi-carré. Pour éviter les mauvais points de données, quand la mesure est terminée nous pouvons utiliser un autre programme LabVIEW qui traite les données de manière semi-automatique. La qualité de l'ajustement est vérifiée visuellement en traçant la courbe d'ajustement et les points des données. Afin d'augmenter la précision, nous choisissons la zone qui est la moins bruitée pour recalculer des coefficients avec les étapes suivantes :

1. Tracer le graphe $V(t)$
2. Appliquer l'ajustement une première fois

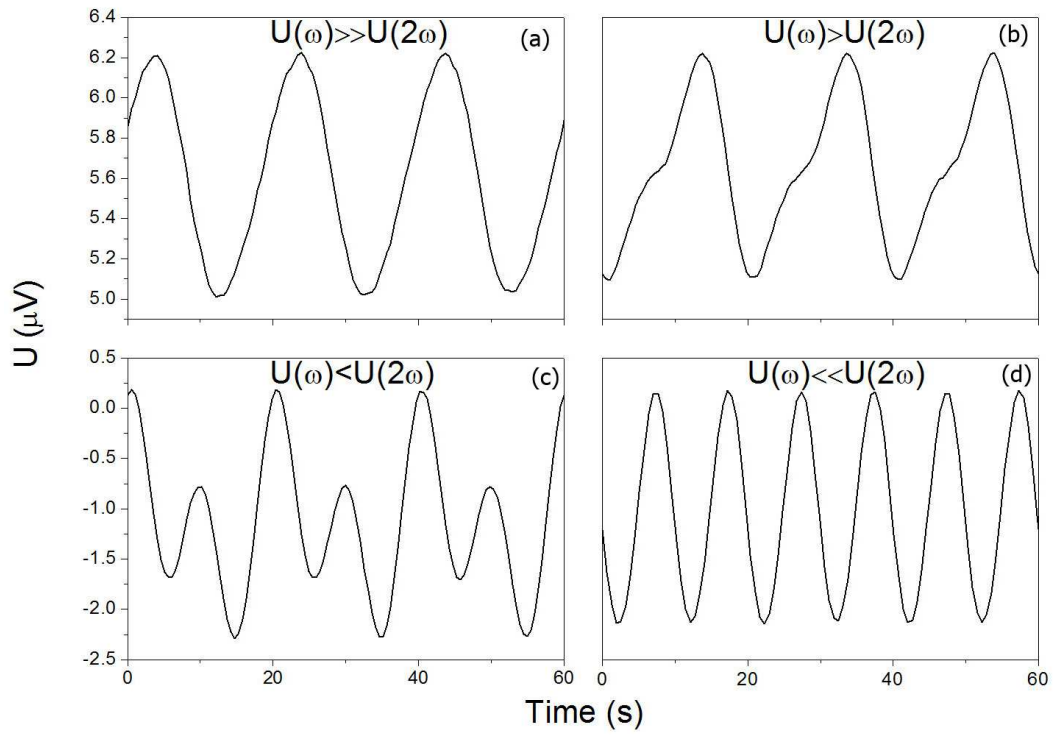


FIGURE 3.24: La relation entre deux réponses $U(\omega)$ et $U(2\omega)$. Les cas (a), (b) et (c) sont les mesures de Py en configuration d'effet Nernst avec la fréquence de la tension du chauffage $f=0.05\text{Hz}$. Le cas (d) est la mesure de YIG

3. Soustraire les valeurs expérimentales par les valeurs obtenues à partir de la courbe d'ajustement afin d'obtenir les résidus
4. Choisir la zone de données pour éviter tous les points anormaux (des artéfacts)
5. Retracer le graphe $V(t)$ (sur la zone qui a été choisie)
6. Appliquer à nouveau l'ajustement pour obtenir les coefficients de l'ajustement

Le programme répète la procédure pour toutes les données de la mesure et enregistre les résultats dans un fichier texte dans le même répertoire que les données. Ce programme utilise la méthode de Levenberg-Marquardt pour ajuster des fonctions non-linéaire multi-valeur. Cette méthode consiste aussi à minimiser le χ^2 . Comme les valeurs initiales varient d'un point de mesure à l'autre, il faut donc trouver une façon automatique pour obtenir correctement ces valeurs. Ceci est très important car il n'y a pas forcément un bon ajustement si les valeurs initiales sont mauvaises. Nous avons remarqué que les phases **a2** et **a4** jouent un rôle important. En effet, les mesures se sont basées sur la méthode "phase sensitive detection". Comme elles ne varient que dans l'intervalle $[0, 2\pi]$, il suffit de balayer tout l'intervalle pour avoir la bonne valeur. La figure 3.24 montre toutes les relations entre deux termes a2 (réponse à ω) et a4 (réponse à 2ω).

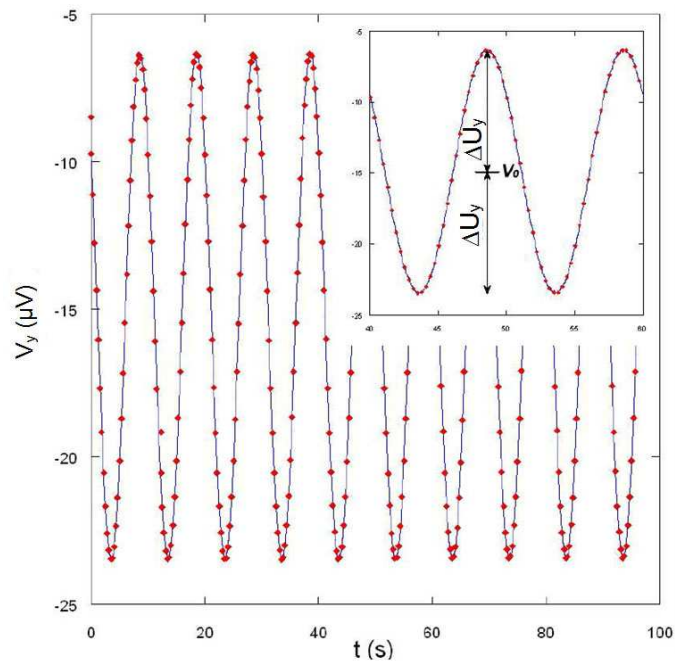


FIGURE 3.25: La tension $U(t)$ en réponse au courant de chaleur alternatif. Les points en rouge sont les points de mesure. La ligne continue en bleue est la courbe d'ajustement avec l'équation 3.2

Comme le processus est automatique, il est important de vérifier le résultat obtenu en le faisant la comparaison avec le résultat obtenu à manuel. On vérifie que les résultats obtenus par les deux méthodes sont indentiques.

Chapitre 4

Transport électrique anisotrope

4.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de caractériser les états d'aimantation de la couche mince ferromagnétique, ainsi que de fixer les paramètres du transport électrique. Seule les échantillons conducteurs de permalloy sont concernés. Nous nous intéressons aux états d'aimantation uniforme $\vec{M} = M_s(m_x\vec{e}_x + m_y\vec{e}_y + m_z\vec{e}_z)$. Ces états sont vérifiés systématiquement, sauf pour les valeurs très faibles du champ magnétique appliqué (de l'ordre de $10^{-3} T$) ou pour certains états instables proches de sauts irréversibles de l'aimantation. Les états non-uniformes de l'aimantation, ainsi que les états instables sortent du cadre de cette étude.

Nous avons présenté les équations du transport électrique dans le Chapitre II. En mode galvanostatique, l'équation du transport électrique anisotrope est :

$$\vec{\mathcal{E}} = \rho \vec{J}^e + (\rho_z - \rho) \left(\vec{J}^e \cdot \vec{m} \right) \vec{m} + \rho_H \vec{m} \times \vec{J}^e \quad (4.1)$$

Dans les couches minces, la densité de courant électrique J_z^e le long de Oz est négligeable. Nous pouvons écrire le champ électrique dans la base $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_x &= (\rho + \Delta\rho m_x^2) J_x^e + (\Delta\rho m_x m_y - \rho_H m_z) J_y^e \\ \mathcal{E}_y &= (\Delta\rho m_y m_x + \rho_H m_z) J_x^e + (\rho + \Delta\rho m_y^2) J_y^e \end{aligned} \quad (4.2)$$

où $m_x = \sin(\theta)\cos(\varphi)$, $m_y = \sin(\theta)\sin(\varphi)$ et $m_z = \cos(\theta)$. Les termes diagonaux (c'est-à-dire la tension longitudinales mesurée le long d'un axe en réponse à un courant généré le long du même axe) décrivent la *magnétorésistance anisotrope* (AMR) avec les coefficients ρ et $\Delta\rho$. Cette contribution est présentée dans une première section. Par ailleurs, les

termes hors diagonaux (c'est-à-dire la tension transverse mesurée sur une électrode en réponse à un courant généré le long d'un axe perpendiculaire à l'électrode) rendent compte de *l'effet Hall planaire* (décrit par le coefficient $\Delta\rho$) et de *l'effet Hall anormal* (décrit par le coefficient ρ_H). Ces deux contributions feront l'objet de la section suivante. Enfin, une dernière section est consacrée aux effets liés à l'épaisseur de l'électrode.

Les mesures de la tension $\Delta V = \int_A^B \vec{\mathcal{E}} \cdot d\vec{l}$ entre deux points A et B le long des lignes de champ $d\vec{l}$ permettent donc de déterminer les paramètres ρ , $\Delta\rho$ et ρ_H à condition de connaître les angles θ , φ et le courant électrique \vec{J}^e . Inversement, une fois ces paramètres fixés, la mesure de ΔV en fonction du champ magnétique extérieur \vec{H} permet de déterminer les angles θ et φ , c'est-à-dire les états d'aimantation \vec{M} à l'équilibre. La couche mince joue alors le rôle de sonde magnétique pour les 3 dimensions de l'espace. L'évaluation précise des paramètres est réalisée à partir du code *Mathematica* décrit au **chapitre 2**.

4.2 Mesures d'AMR

Pour les mesures longitudinales de la magnétorésistance anisotrope, l'équation (4.2) se réduit au terme suivant :

$$\begin{aligned} V_x &= I_x(R(\theta = 0) + \Delta R \sin^2(\theta) \cos^2(\varphi)) \\ \frac{\Delta R(\theta, \varphi)}{R(\theta = 0)} &= A \frac{\Delta\rho}{\rho} \sin^2(\theta) \cos^2(\varphi) \end{aligned} \quad (4.3)$$

où $\Delta\rho \equiv \rho(\theta = 90^\circ, \varphi = 0) - \rho(\theta = 0, \varphi)$ et $A \equiv (\Delta R(\theta = 90^\circ, \varphi = 0)/R(\theta = 0)) \cdot (\rho/\Delta\rho)$ est un coefficient ajustable qui prend en compte les caractéristiques géométriques de chaque échantillon (en particulier le contact de laque d'argent). On notera par la suite $\Delta R/R \equiv \Delta R(\theta = 90^\circ, \varphi = 0)/R(\theta = 0)$. D'autre part, I_x est le courant imposé par le générateur.

Un profil théorique typique $\Delta R/R = \Delta V_x/V_x$ reproduisant une mesure de l'AMR en fonction de la variable réduite $h = H/H_d$, est tracé sur la figure 4.2.a. Les paramètres du calcul sont les suivants.

- (1) L'amplitude du champ appliqué H avec les angles correspondants θ_H et φ_H .
- (2) Le champ d'anisotropie de forme H_d dans le plan de la couche mince.
- (3) Le champ d'anisotropie magnétocristalin H_a dans la couche mince, et son orientation φ_{Ha} par rapport à \vec{e}_x ($\theta_{Ha} = 90^\circ$).

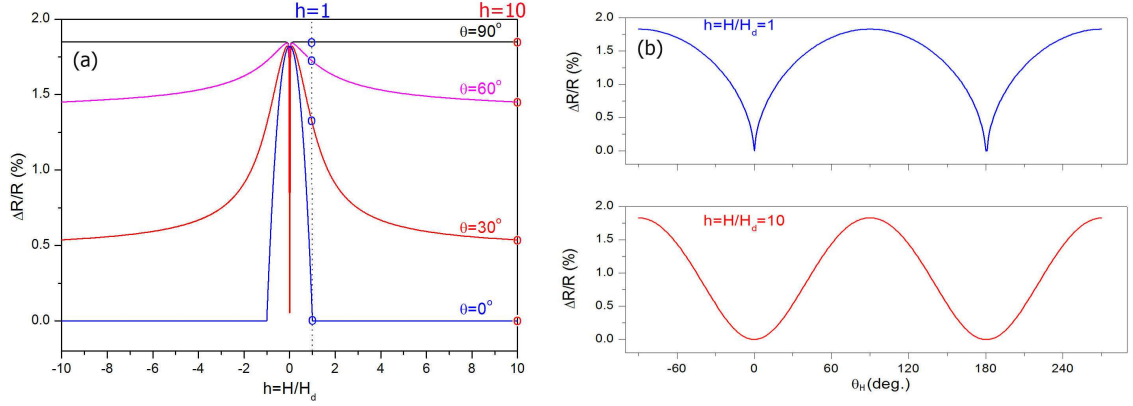


FIGURE 4.1: (a) Profil calculé de l'AMR en fonction du champ magnétique réduit H/H_d pour quatre valeurs de l'angle θ du champ appliqué par rapport à l'axe normal au plan de la couche (configuration "aimantation hors du plan"). (b) En fonction de l'angle hors du plan de la couche. Les paramètres sont décrits dans le texte.

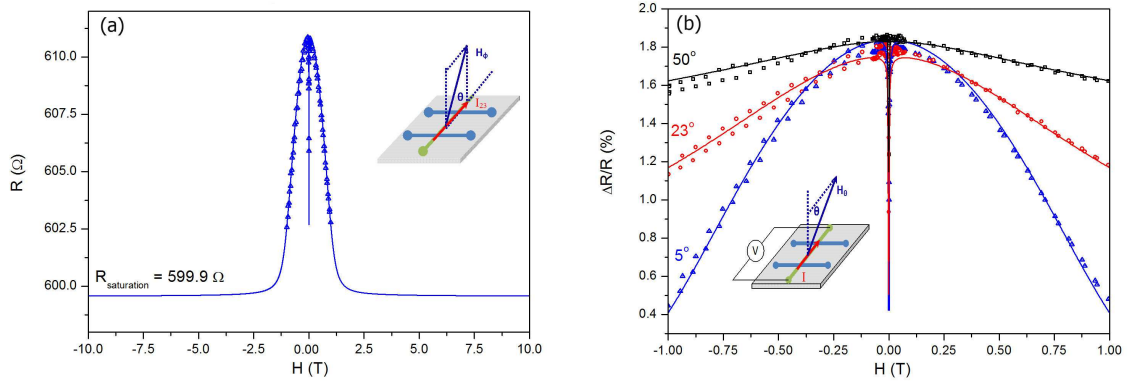


FIGURE 4.2: Profil d'AMR en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan de la couche avec $\varphi_H = 0^\circ$, pour l'échantillon Py(20nm)/Pt(10nm). Les points sont des données expérimentales, les lignes continues sont des courbes d'ajustement à partir de la simulation du chapitre 2 pour $\theta = 5^\circ$. (a) Profil avec saturation sur l'intervalle ± 10 T. (b) Zoom sur l'intervalle ± 1 T pour trois valeurs de θ_H .

(4) La résistance minimum $R(\theta = 0)$ (c'est-à-dire la résistance pour la contribution spin-orbite minimale) et l'amplitude relative maximum de l'AMR $A \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta R}{R}$.

Le programme calcule alors les angles θ et φ qui déterminent complètement l'état d'aimantation uniforme $\vec{M} = M_s(m_x \vec{e}_x + m_y \vec{e}_y + m_z \vec{e}_z)$.

La figure 4.2.a) permet de déterminer la résistance minimum correspondant au champ magnétique de saturation pour $\theta = 0^\circ$: $R = 600 \Omega$. En effet, cette valeur ne peut pas être mesurée directement car le dispositif est limité au champ magnétique 1.2 T, encore loin de la saturation. L'ensemble des paramètres $\{H_d, H_a, \varphi_{H_a}, \Delta R/R\}$ (voir Table 1) est déduit des ajustements de (Figure 4.2.b).

Le saut brutal du signal AMR au voisinage de $H = 0$ (d'une valeur maximum avec une

aimantation pratiquement alignée sur $0x$ à une valeur faible pour une aimantation pratiquement dans le plan de la couche mince) provient du champ d'anisotropie (H_a, φ_a) induit dans le plan de la couche lors du dépôt. Les configurations magnétiques correspondantes sont étudiées dans la (Figure 4.7). La position des sauts irréversibles de l'aimantation d'une branche de la courbe d'hystérésis à l'autre n'est pas déduite du modèle (car il faudrait étudier alors la dynamique hors de l'équilibre de l'aimantation).

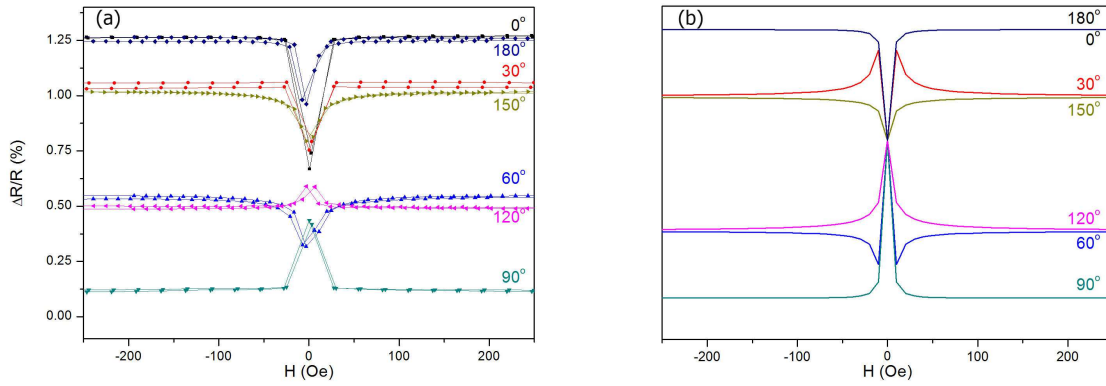


FIGURE 4.3: Profil d'AMR en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan de la couche mince ($\theta_H = 90^\circ$), pour plusieurs valeurs de l'angle φ_H . échantillon Py(20nm)/Pt(10nm). (a) Données expérimentales, (b) courbes calculées à partir de la simulation.

La comparaison entre les points de mesure et les traces du programme de simulation montre que si le comportement à champ fort est parfaitement bien reproduit, ce n'est plus le cas pour les champs inférieurs à $5 \cdot 10^{-3} T$. Bien que le comportement soit qualitativement reproduit, les variations observées pour les angles $\varphi_H = 120^\circ$ et $\varphi_H = 30^\circ$ montrent qu'une analyse plus fine est nécessaire aux petits champs. Nous pouvons cependant conclure que les deux approximations grossières que nous avons effectuées, à savoir l'approximation d'une aimantation uniforme et l'approximation en termes d'états d'équilibres statiques (c'est-à-dire à température nulle), sont étonnamment robustes. En effet, on trouve enfin la limite de validité de ces approximations sur des détails plutôt fins par rapport à l'ensemble des courbes d'aimantations mesurées. A champ magnétique extérieur nul ($H = 0T$), l'aimantation prend la direction du champ d'anisotropie (H_a) : $\varphi_M = \varphi_{H_a}$ et $\theta_M = 90^\circ$. D'après l'Eq. (4.3), on a $\frac{\Delta R}{R}(\varphi_{H_a}) = \frac{\Delta R}{R} \cos^2(\varphi_{H_a})$. En mode quasi-statique (c'est-à-dire en ignorant la nature metastable des états magnétiques aux temps très longs), tous les points en $H = 0$ se rejoignent au point défini par $\Delta R(\theta = 90^\circ, \varphi_{H_a}) \propto \cos^2(\varphi_{H_a})$. Ce calcul explique pourquoi l'AMR au champ nul revient au même point pour les angles θ_H différents. A partir de la valeur de l'AMR pour $H = 0$ de la figure 4.3.a, on a :

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta R}{R}(\varphi_{Ha}) &= \frac{0.74}{1.25} \\
\cos^2(\varphi_{Ha}) &= 0.592 \\
\Rightarrow \varphi_{Ha} &= 40^\circ \text{ ou } 180^\circ - 40^\circ = 140^\circ
\end{aligned}$$

Dans la configuration de mesure AMR avec le champ magnétique hors du plan, la projection du champ magnétique sur le plan est $H_P = H \sin \theta_H$, dans le cas $H = 1T$ en général on a $H_P \gg H_a$. L'aimantation de l'échantillon est toujours dans le plan du champ magnétique et de l'axe O_z ($\varphi_M \approx \varphi_H$) sauf pour les deux cas particuliers : $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ (figure 4.4).

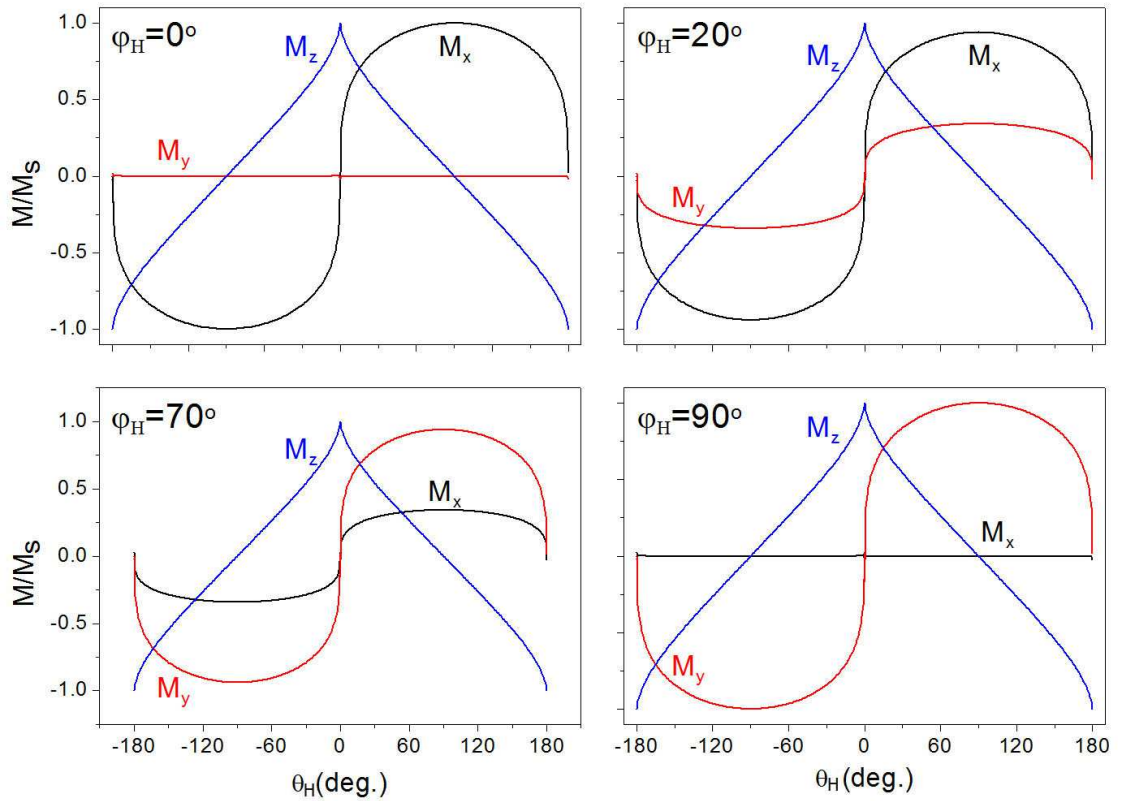


FIGURE 4.4: Projection de l'aimantation M_x , M_y et M_z en fonction de l'angle θ_H à champ magnétique $H = 1T$ avec $\varphi = 0^\circ, 20^\circ, 70^\circ$ et 90°

Dans le cas champ magnétique fort ($H = 1T$), quand l'angle $\varphi_H = 0^\circ$ et 20° la projection d'aimantation M_x ne change pas beaucoup donc la magnétorésistance est presque constante (parce que l'AMR est proportionnelle à M_x). Quand $\varphi_H = 70^\circ$ et 90° la projection de l'aimantation M_x est toujours moins grande que pour $\varphi_H \approx 0$. Donc l'AMR en fonction de l'angle θ_H pour le cas $\varphi_H = 0^\circ$ (Figure 4.7) est toujours plus forte que le cas $\varphi_H = 90^\circ$ (Figure (4.8)).

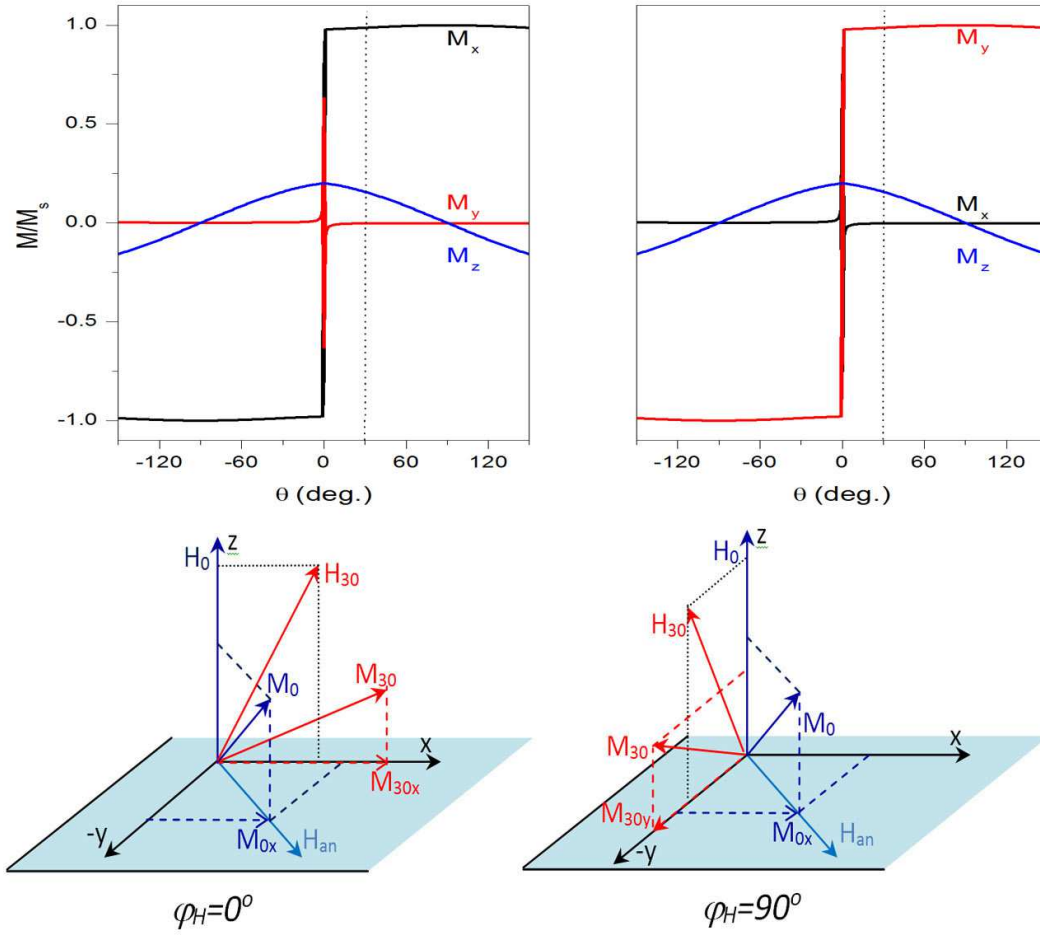


FIGURE 4.5: Représentation de l'aimantation pour les angles $\theta_H = 0$ (M_0 bleu) et $\theta_H = 30^\circ$ (M_{30} rouge) au champ magnétique $H = 0.2 T$. Gauche $\varphi_H = 0^\circ$, et droite $\varphi_H = 90^\circ$

La figure 4.5 décrit les configurations de l'aimantation pour un champ magnétique extérieur faible ($H = 0.2T$) mais restant très supérieur à H_a . Dans le cas $\varphi_H = 0$, tant que la projection du champ magnétique sur l'axe Ox reste supérieur à H_a (5 Oe), l'aimantation reste le long de l'axe Ox et V_y est maximum pour θ fixé, car $\cos^2(\varphi = 0) = 1$ et $V_y \propto \sin^2(\theta)$. Cependant, lorsque θ_H est voisin de zéro la projection de \vec{H} le long de Ox devient inférieure à H_a et l'aimantation bascule sur l'axe d'anisotropie à l'angle $\varphi_{Ha} = 40^\circ$: V_y chute vers une valeur intermédiaire. C'est ce qu'on observe sur les figures 4.5(a), 4.5(c), 4.6 et 4.7.

Dans le cas $\varphi_H = 90^\circ$, tant que la projection du champ magnétique le long de Oy reste supérieure à H_a , elle impose à l'aimantation de rester le long de l'axe Oy et V_y est nulle car $\cos^2(\varphi = 90) = 0$. Cependant, lorsque θ_H est voisin de zéro, la projection de \vec{H} sur l'axe Oy devient inférieure à H_a et l'aimantation bascule sur l'axe d'anisotropie dans la direction $\varphi_{Ha} = 40^\circ$. La tension V_y saute alors brutalement de zéro vers une valeur intermédiaire. C'est ce qu'on observe sur les figures 4.5(b), 4.5(d), 4.6, et 4.8.

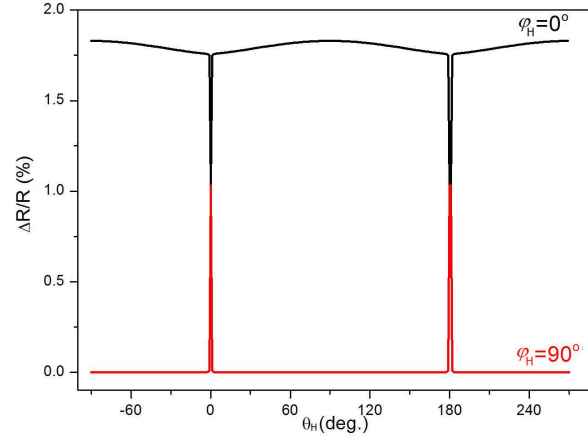


FIGURE 4.6: AMR en fonction de l'angle θ_H dans la configuration de mesure champ magnétique $H=0.2$ T tourne hors du plan avec $\varphi = 0^\circ$ et 90° . Le saut correspond au basculement de l'aimantation sur l'axe d'anisotropie dans le plan de la couche.

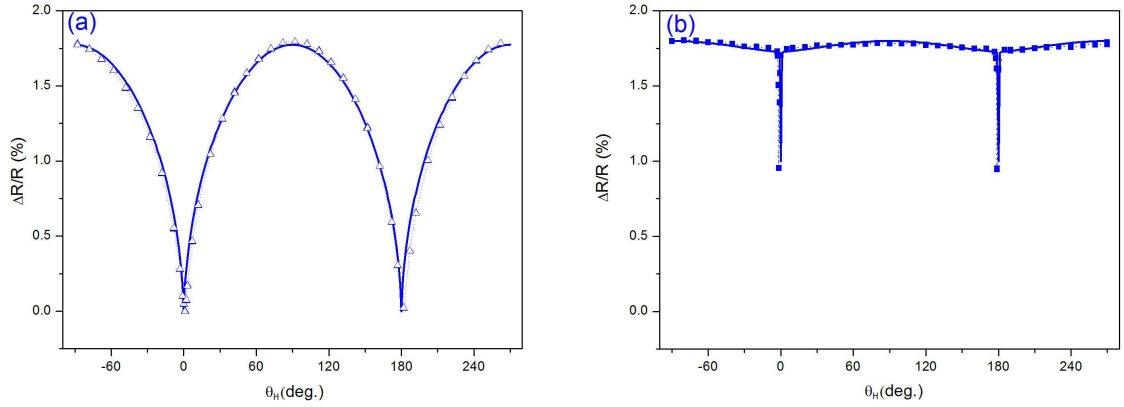


FIGURE 4.7: Profil d'AMR en fonction de l'angle θ_H (configuration de l'aimantation hors du plan) pour $\varphi_H = 0^\circ$ de l'échantillon Py(20nm)/Pt(10nm). Comparaison entre les données expérimentales et de la courbe calculée à partir de la simulation. Le champ magnétique appliqué est (a) 1 T et (b) 0.2 T.

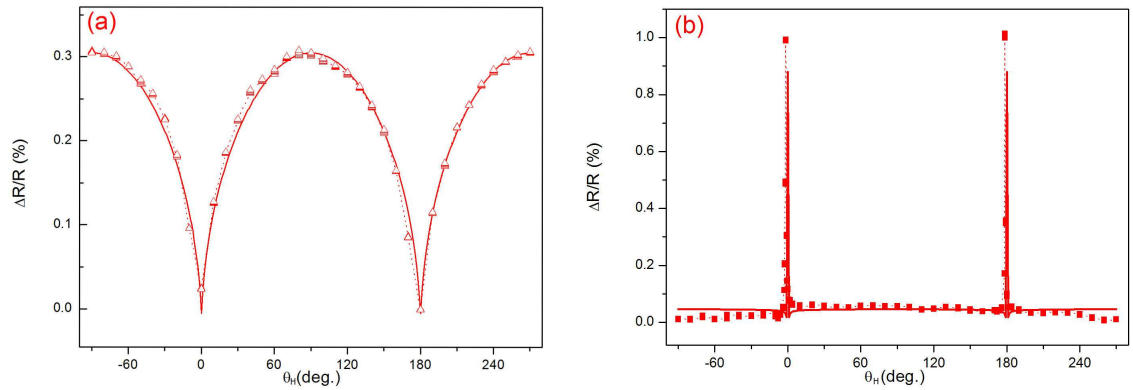


FIGURE 4.8: Profil d'AMR en fonction de l'angle θ_H (configuration de l'aimantation hors du plan) pour $\varphi_H = 90^\circ$ de l'échantillon Py(20nm)/Pt(10nm). Comparaison entre les données expérimentales et la courbe calculée à partir de la simulation. Le champ magnétique appliqué est (a) $H_a = 1$ T et (b) $H_a = 0.2$ T.

La figure suivante montre la mesure en fonction de l'angle φ_H , pour le champ dans le plan $\theta_H = 90^\circ$.

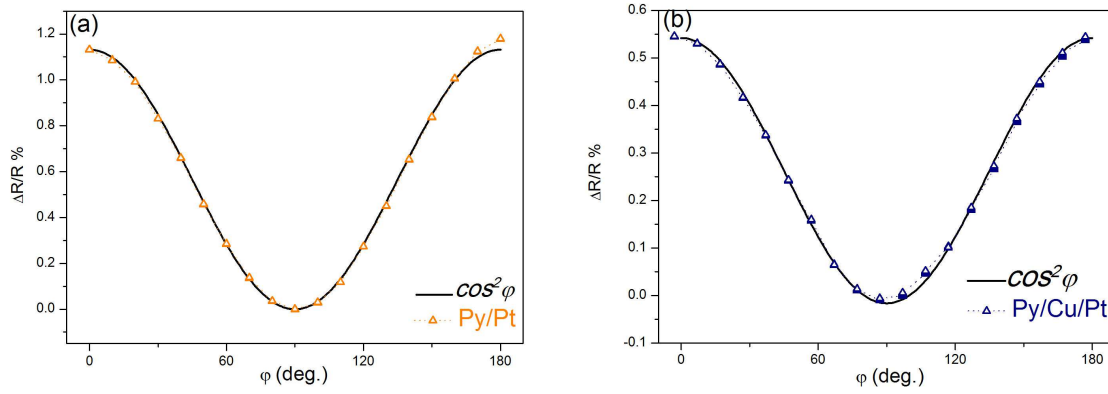


FIGURE 4.9: Profil d'AMR en fonction de l'angle φ_H (configuration de l'aimantation dans le plan) pour $\theta_H = 90^\circ$ avec de l'échantillon Py(20nm)/Pt(10nm). Le champ magnétique appliqué est 1T. Les points sont des données expérimentales et la courbe en continu est la fonction $\cos^2 \varphi$.

Les paramètres pour définir les états magnétiques des échantillons Py sont présentés dans le tableau suivant :

	H_d (T)	H_a (T)	φ_{Ha}^o	$\frac{\Delta R}{R}$ (%) $\theta_H = 90^\circ$	$\frac{\Delta R}{R}$ (%) $\varphi_H = 0^\circ$
Py/Pt(10nm)	1	$5 \cdot 10^{-4}$	140	1.1	1.83
Py/Cu(5nm)/Pt(10nm)	1	$5 \cdot 10^{-4}$	140	0.55	1.75
Py/Cu(30nm)	1	$5 \cdot 10^{-4}$	140		1.65

TABLE 4.1: Les paramètres sont utilisés dans la simulation pour décrire l'état magnétique des échantillons Py

4.3 Mesures de l'effet Hall

Pour les mesures de l'effet Hall, nous mesurons la tension dans la direction Oy (mesure de tension sur une électrode transverse de Pt). Ces mesures permettent de tester la validité de l'équation (4.2), et de déterminer le coefficient R_H . On a :

$$\begin{aligned}
 V_y &= I_x (\Delta R' \sin^2(\theta) \sin(\varphi) \cos(\varphi) + R_H \cos \theta) \\
 V_y &= I_x \left(A' \frac{\Delta R}{R} \sin^2(\theta) \sin(\varphi) \cos(\varphi) + B \rho_H \cos \theta \right)
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

où $A' = R'/A$ et B sont les coefficients ajustables qui rendent compte des caractéristiques de chaque échantillon (en particulier du contact de laque d'argent), $\frac{\Delta R}{R}$ est le coefficient qui est défini pour chaque échantillon dans les mesures AMR et I_x est le courant imposé par le générateur. Les courbes en fonctions du champ sont très similaires au cas de l'AMR, comme le montre la figure (4.13) pour les mesures dans le plan de la couche, et la figure (4.11) pour les mesures hors du plan.

4.3.1 Mesure avec champ magnétique hors du plan

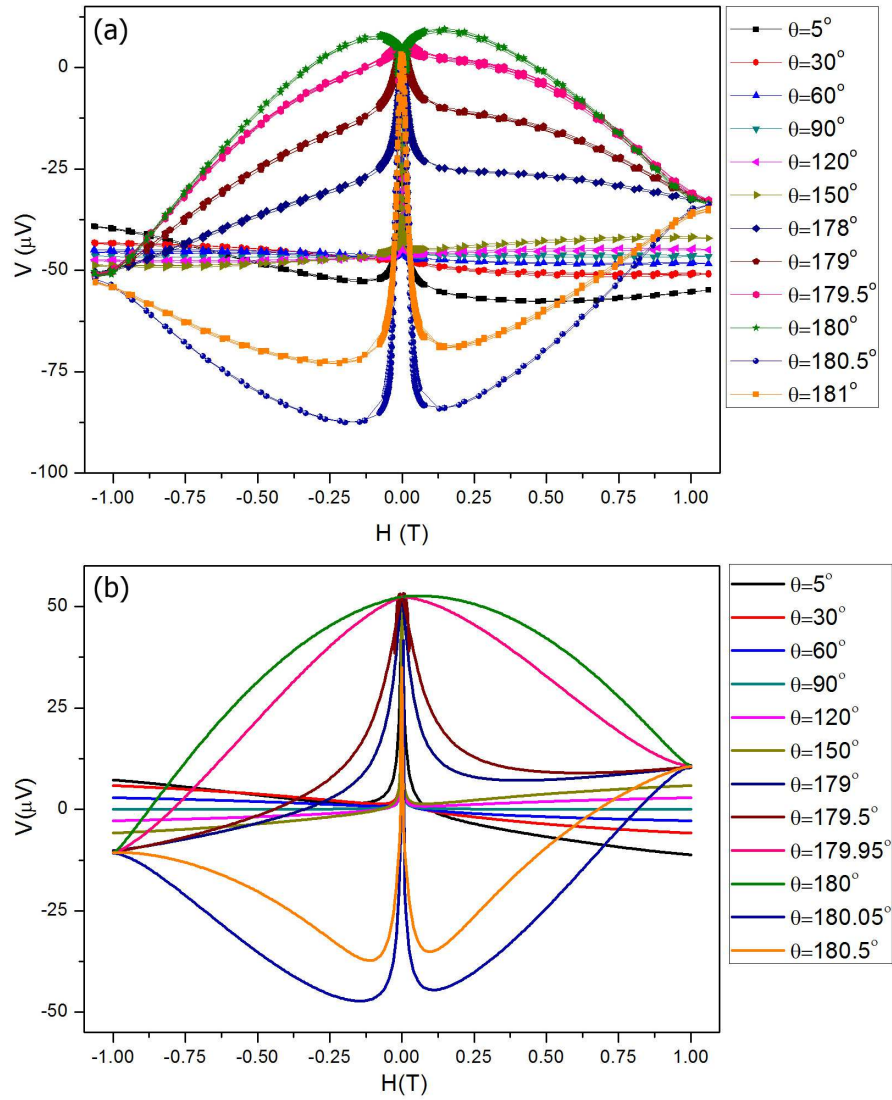


FIGURE 4.10: Profil de l'effet Hall anormal en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan de la couche pour $\varphi_H = 0^\circ$. Echantillon Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm). (a) Données expérimentales. (b) Courbe de simulations avec les paramètres suivants : $H_d = 1T$, $H_a = 5.10^{-4}T$, $\varphi_{Ha}^0 = 140^\circ$, $\frac{\Delta R}{R} = 0.55\%$, $A' = 19.36$ et $R_H^* = 0.0108\Omega$ (Table 4.1 et 4.2).

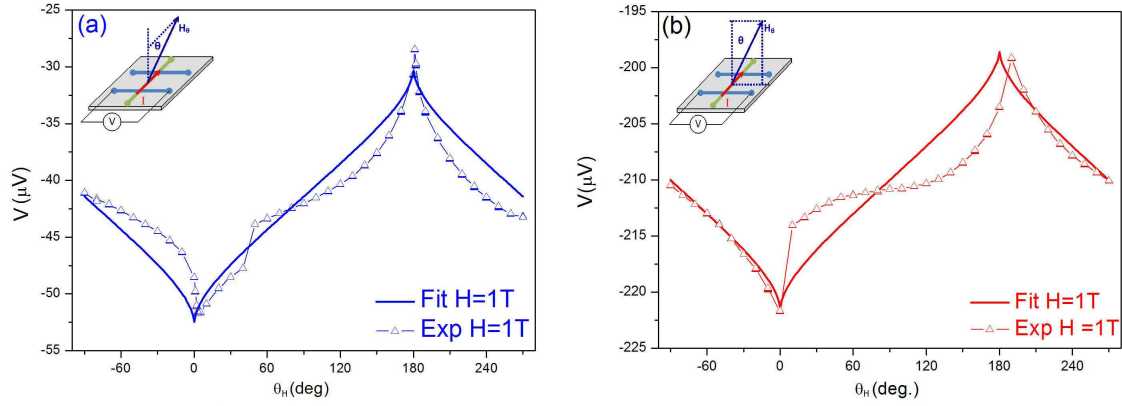


FIGURE 4.11: Effet Hall anormal en fonction de l'angle θ hors du plan de la couche pour l'échantillon Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm). (a) $\varphi_H = 0^\circ$ et (b) $\varphi_H = 90^\circ$ aux champ magnétique $H=1\text{T}$. Comparaison entre les données expérimentales (points) et courbes de simulation (lignes continues).

Les mesures en angles présentées ci-dessous sont plus instructives, car on vérifie que conformément à l'équation (4.4), le signal ΔV_y est de périodicité 2φ en mesure planaire (car $2\sin(\varphi)\cos(\varphi) = \sin(2\varphi)$), ce qui permet de déduire facilement le coefficient ΔR , alors que ΔV_y est de périodicité θ ce qui permet de déduire facilement le coefficient R_H .

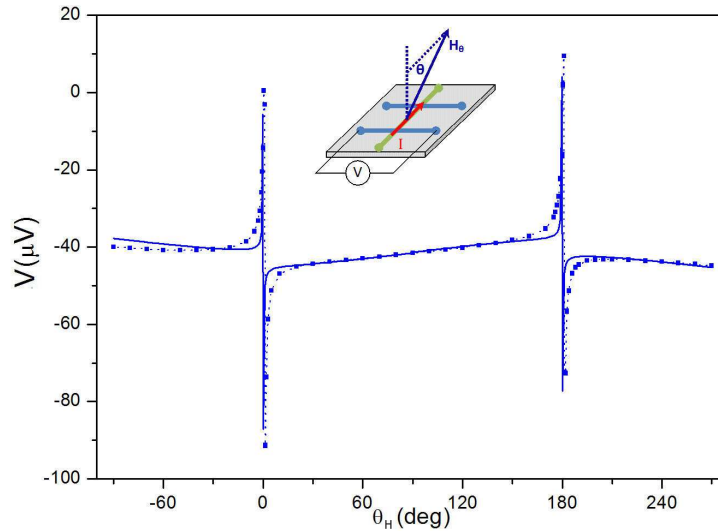


FIGURE 4.12: Effet Hall anormal en fonction de l'angle θ (aimantation dans le plan) avec $\varphi = 0^\circ$. Echantillon Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm). Le champ magnétique est de $H = 0.2\text{T}$. Les points sont des données expérimentales, les courbes continues sont des courbes d'ajustement à partir de la simulation.

4.3.2 Mesure avec champ magnétique dans le plan

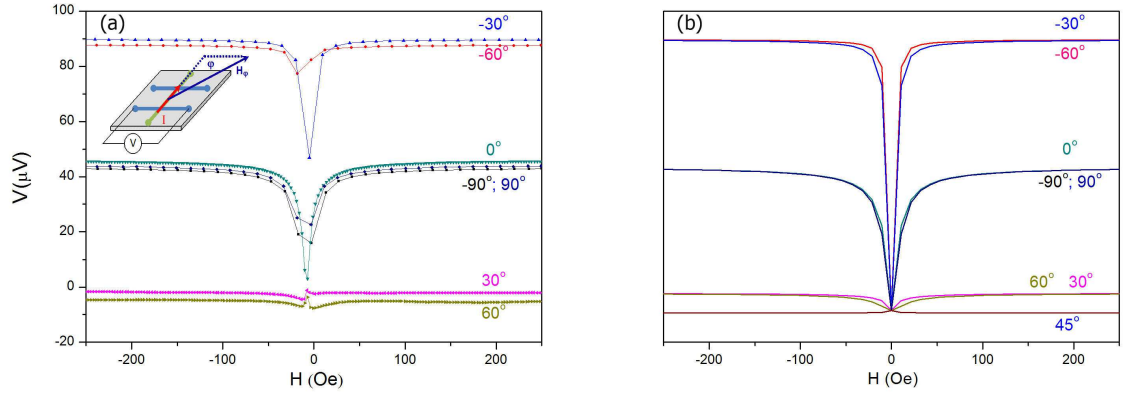


FIGURE 4.13: Profil de l'effet Hall anormal en fonction du champ magnétique appliqué dans le plan de la couche ($\theta = 90^\circ$) pour quelques valeurs de l'angle φ_H . Echantillon Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm). Comparaison entre les données expérimentales (en points) et la courbe de simulation (lignes en continu).

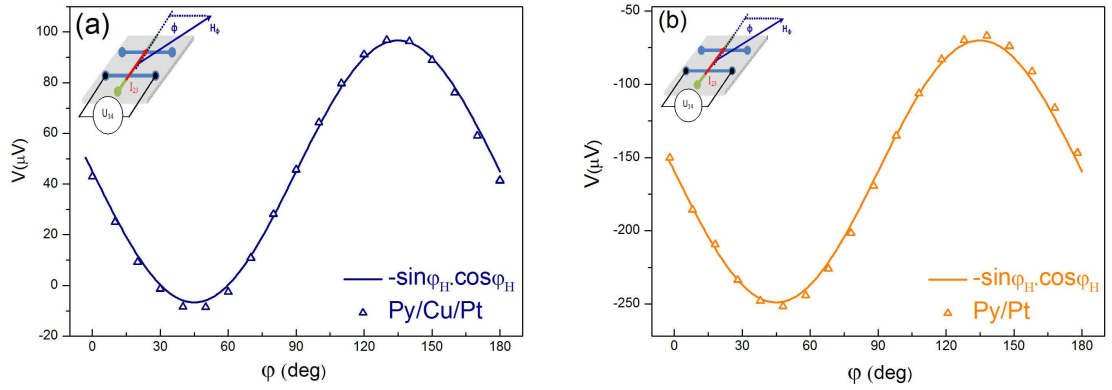


FIGURE 4.14: Effet Hall planaire en fonction de l'angle φ (aimantation dans le plan) avec $H=1T$ pour l'échantillon (a) Py(20nm)/Cu(5nm)/Pt(10nm) et (b) Py(20nm)/Pt(10nm). Comparaison entre les données expérimentales (points) et la courbe de simulation (lignes continues).

On constate que dans le retournement de l'aimantation hors du plan de la couche est très sensible aux instabilités discutées dans le cas de l'AMR. Les limites de validité du modèle (non-uniformité et sauts irréversibles de l'aimantation) sont plus apparents dans le cas de ces mesures d'effet Hall anisotrope.

Tous les paramètres pour définir l'effet Hall des échantillons Py sont présentés dans le tableau suivant :

	ΔV_y $\theta_H = 90^\circ$	$\frac{\Delta R}{R}$ (%) $\theta_H = 90^\circ$	A'	ΔV_y $\varphi_H = 0^\circ$	R_H^*
Py/Pt(10nm)	$184.5\mu V$	1.1	16.77	$75\mu V$	0.0375
Py/Cu(5nm)/Pt(10nm)	$106.5\mu V$	0.55	19.36	$21.5\mu V$	0.0108
Py/Cu(30nm)				$5\mu V$	$2.5 \cdot 10^{-3}$

TABLE 4.2: Les paramètres sont utilisés dans la simulation pour décrire l'effet Hall planaire et l'effet Hall anormal des échantillons Py. $\frac{\Delta R}{R}$ vient des mesures AMR, A' est le coefficient ajustable pour l'effet Hall planaire et R_H^* est le coefficient pour l'effet Hall anormal (non corrigé le courant effectif (I_x^{Py}))

4.4 Rôle de l'épaisseur de l'électrode

Pour une analyse plus fine des effets de transport, il faut considérer la disposition particulière de l'électrode et de la couche ferromagnétique au niveau de la croix de Hall. En effet, les deux couches se superposent, et le courant est partagé entre le ferromagnétique et l'électrode, en proportion des résistances respectives des deux couches. A la limite d'une électrode très épaisse (et donc de résistance très faible) le courant ne passe pratiquement plus dans la couche mince ferromagnétique, et celle-ci se trouve *court-circuitée*. On s'attend donc à une dépendance fonction de l'épaisseur d de l'électrode qui est imposé par une loi du type $R = \rho/d$ pour la résistance de l'électrode.

En première approximation, les couches de permalloy et de platine forment des résistances en parallèle (Figure 4.15). On peut calculer ce courant avec condition $I_x = I_x^{Py} + I_x^{Pt}$

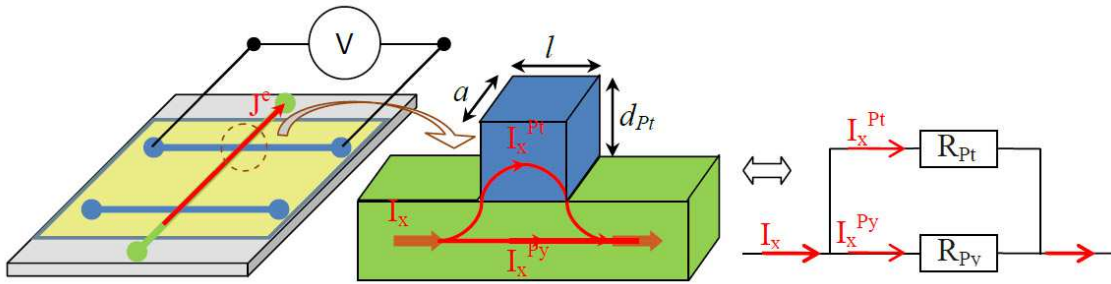


FIGURE 4.15: Schéma de la distribution de courant dans la couche permalloy (NiFe) et Pt.

$$\begin{aligned}
 \frac{I_x^{Py}}{I_x^{Pt}} &= \frac{R_{Pt}}{R_{Py}} \\
 \frac{I_x^{Py}}{I_x^{Py} + I_x^{Pt}} &= \frac{R_{Pt}}{R_{Pt} + R_{Py}} \\
 I_x^{Py} &= I_x \frac{1}{1 + \frac{R_{Py}}{R_{Pt}}} = I_x \frac{1}{1 + \frac{\rho_{Py} \cdot d_{Pt}}{\rho_{Pt} \cdot d_{Py}}} = I_x \frac{\rho_{Pt} \cdot d_{Py}}{\rho_{Pt} \cdot d_{Py} + \rho_{Py} \cdot d_{Pt}} \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

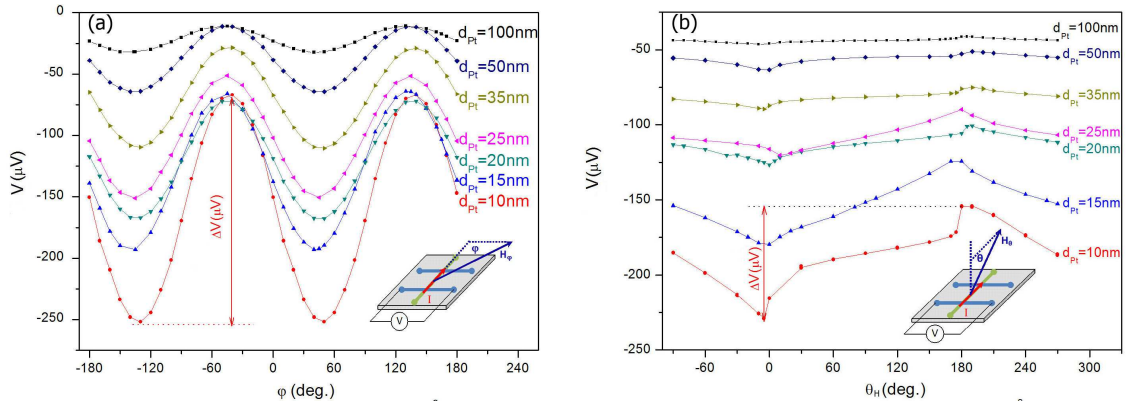


FIGURE 4.16: Effet Hall planaire et anormal en fonction de l'angle paramètre et de l'épaisseurs de l'électrode d nm sous champ magnétique $H=1T$. Echantillons Py/Pt(d nm). (a) Aimantation dans le plan. (b) Aimantation hors du plan.

Nous avons $I_x^{Py} = \alpha I_x$ avec $\alpha = \frac{\rho_{Pt} d_{Py}}{\rho_{Pt} d_{Py} + \rho_{Py} d_{Pt}}$. Inséré dans Eq.(4.4) :

$$\Delta V_y = \alpha I_x \left(\frac{\Delta R}{R} \frac{\rho_{Py} l}{a d_{Py}} \frac{\sin^2 \theta \sin 2\varphi}{2} + R_H \cos \theta \right) \quad (4.6)$$

Notons que $\frac{\Delta R}{R} = A \frac{\Delta \rho}{\rho}$ et $R_H = B \rho_H$ sont des paramètres ajustables qui sont propres à chaque échantillon à cause de la résistance du contact et de la géométrie de la mesure. Pour effectuer ce calcul, nous utilisons les paramètres fixés par la mesure AMR (Table 4.1) et les paramètres fixés par les caractéristiques des échantillons (Table 4.3).

I (mA)	ρ_{Pt} ($\mu\Omega m$)	ρ_{Py} ($\mu\Omega m$)	d_{Py} (nm)	l (μm)	a (μm)
1	0.64	1.89	20	400	400

TABLE 4.3: Les paramètres d'entrées caractéristiques de l'échantillon

L'ensemble des paramètres est présenté dans le tableau 4.4.

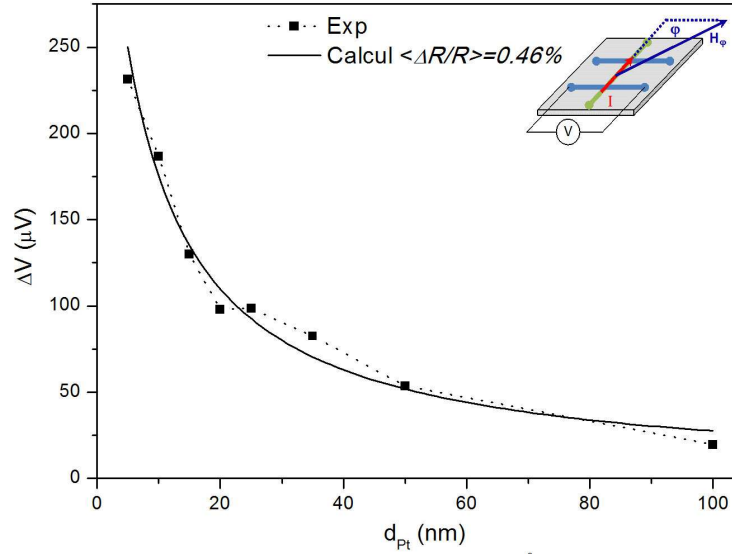


FIGURE 4.17: Effet Hall planaire en fonction de l'épaisseur de Pt des échantillons Py/Pt(d). Mesures (points) et calcul (ligne continue).

	$\Delta V_y ; \theta_H = 90^\circ$	α	$\frac{\Delta R}{R} (\%) ; \theta_H = 90^\circ$	$\Delta V_y ; \varphi_H = 0^\circ$	R_H
Py/Pt(5nm)	$231.3\mu V$	0.58	0.42	$110\mu V$	0.095
Py/Pt(10nm)	$186.8\mu V$	0.40	0.49	$75\mu V$	0.094
Py/Pt(15nm)	$130\mu V$	0.31	0.44	$56\mu V$	0.090
Py/Pt(20nm)	$98\mu V$	0.25	0.41	$28\mu V$	0.056
Py/Pt(25nm)	$98.5\mu V$	0.21	0.49	$30\mu V$	0.071
Py/Pt(35nm)	$82.6\mu V$	0.16	0.55	$15\mu V$	0.047
Py/Pt(50nm)	$53.7\mu V$	0.11	0.52	$13.1\mu V$	0.060
Py/Pt(100nm)	$19.7\mu V$	0.06	0.35	$5.1\mu V$	0.043
Moyene			0.46		0.07

TABLE 4.4: Les paramètres pour adapter la simulations aux résultats de mesure des échantillons Py/Pt($d_{Pt}=5, 10, 15, 20, 25, 35, 50$ et 100nm)

La comparaison des résultats entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées à partir de l'Eq. (4.6) en fonction de l'épaisseur d de Pt est donnée pour l'effet Hall planaire (dans le plan de la couche) en Figure 4.17 et pour l'effet Hall anormal (hors du plan de la couche) en Figure 4.18. L'AMR est fixée à $\frac{\Delta R}{R} = 0.46\%$ et $R_H = 0.07\Omega$ (les valeurs moyennes). Dans les deux cas, on peut conclure que le modèle proposé pour interpréter la dépendance en fonction de l'épaisseur de l'électrode fonctionne remarquablement bien.

Les mesures en fonction de l'épaisseur d_{Pt} de l'électrode montrent bien le rôle fondamental que joue ce paramètre pour une analyse quantitative des mesures de transport. Compte tenu des dimensions nanométriques en jeu, les décroissances observées peuvent facilement

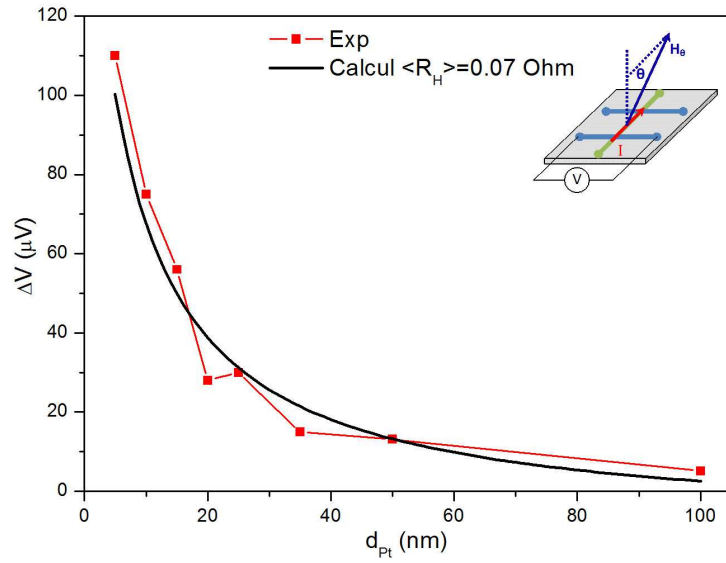


FIGURE 4.18: Effet Hall anormal en fonction de d'épaisseur Pt des échantillons Py/Pt(d). Mesures (points) et calcul (ligne continue)

être attribuées - à tort - à un effet de diffusion de spin à l'interface lors d'une expérience d'injection de spin (voir le Chapitre I sur l'Etat de l'art). On trouve en effet de telles courbes dans la littérature, avec un ajustement du type $\exp(-l/l_{sf})$ pour une valeur de la diffusion de spin l_{sf} d'une dizaine de nm.

Chapitre 5

Transport thermique anisotrope

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions le même signal que dans le chapitre précédent, mais en remplaçant le courant électrique par le courant de chaleur. Le but est d'essayer d'appliquer la théorie du transport thermique anisotrope à l'ensemble des résultats expérimentaux. Il s'agit donc de tester les prédictions du transport thermique anisotrope concernant la dépendance angulaire et la dépendance par rapport aux thermocouples ΔS .

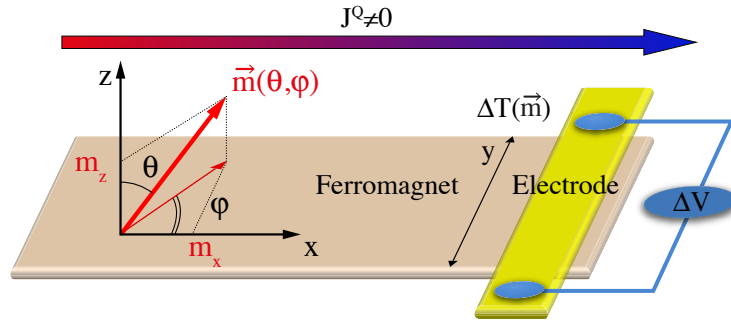


FIGURE 5.1: Vue schématique d'un dispositif en croix de Hall sur une couche mince ferromagnétique avec une électrode transverse non-ferromagnétique. La direction de l'aimantation \vec{m} est définie par les angles θ et φ . Le courant de chaleur \vec{J}^Q génère une différence de température $\Delta T(\theta, \varphi)$ le long de la direction Oy qui dépend des états de l'aimantation. La différence de température peut être mesurée par la tension Seebeck $V_y(\theta, \varphi)$ de l'électrode.

Ce chapitre se structure donc en trois parties, avec (I) l'étude de la dépendance angulaire (c'est-à-dire en fonction des états d'aimantation \vec{m}) dans un premier temps. Cette partie se subdivise elle-même en trois avec la dépendance en champ magnétique à angle fixé, l'étude en fonction de l'angle θ hors du plan, et l'étude en fonction de l'angle φ dans le plan. En (II) on étudie le signal en fonction de la valeur des thermocouples ΔS , et

en (III) on finit par une étude des différents régimes thermiques (avec la dépendance en fréquence du signal). Ces études sont réalisées en parallèle pour les échantillons de permalloy (Py) et pour les échantillons de grenats Yttrium-Fer (YIG).

Au chapitre 2, nous avons montré que l'équation générale du transport thermique anisotrope est :

$$\vec{\nabla}T = r\vec{J}^Q + \Delta r \left(\vec{J}^Q \cdot \vec{m} \right) \vec{m} + r_{RL} \vec{m} \times \vec{J}^Q \quad (5.1)$$

où le vecteur unitaire \vec{m} désigne l'orientation de l'aimantation $\vec{M} = M_s \vec{m}$, dont les projections $m_x = \sin(\theta)\cos(\varphi)$, $m_y = \sin(\theta)\sin(\varphi)$ et $m_z = \cos(\theta)$ sont fonctions de l'angle radial θ et de l'angle azimutal φ .

Le premier terme à droite de Eq.(5.1) rend compte du transport thermique ne dépendant pas de l'interaction spin-orbite (c'est la loi de Fourier à aimantation nulle). Ce terme est défini par la résistivité thermique r . Le deuxième terme est le terme d'anisotropie qui est l'analogue purement thermique de l'effet "Nernst planaire" présenté dans le chapitre précédent. Une mesure avec l'aimantation dans le plan de la couche, pour un angle azimutal $\varphi = 0$ et $\varphi = 90^\circ$, permet de déduire le paramètre Δr (résistivité thermique anisotrope). Le troisième terme est l'analogue purement thermique de l'effet "Nernst anormal" présenté dans le chapitre précédent. Une mesure avec l'aimantation hors du plan de la couche, en fonction de l'angle θ , permet de déduire le coefficient Righi-Leduc r_{RL} (ou coefficient d'effet Hall thermique). Ces déterminations supposent cependant de connaître les directions et amplitudes du courant de chaleurs \vec{J}^Q .

Dans le cas idéal (discuté en dernière partie), le courant de chaleur est orienté le long de Ox uniquement, et la dépendance angulaire du gradient de température $\vec{\nabla}T(\theta, \varphi)$ généré par le courant de chaleur est alors donné par l'équation Eq.(5.1).

$$\vec{\nabla}T = \begin{pmatrix} r + \Delta r \sin^2(\theta)\cos^2(\varphi) \\ \Delta r \sin^2(\theta)\sin(2\varphi)/2 + r_{RL} \cos(\theta) \\ \Delta r \sin(2\theta)\cos(\varphi)/2 - r_{RL} \sin(\theta)\sin(\varphi) \end{pmatrix} J_x^Q \quad (5.2)$$

Ce gradient de température peut être mesuré par le biais du potentiel électrique induit sur une électrode en contact thermique avec la couche mince ferromagnétique. L'électrode joue alors le rôle d'un thermomètre, susceptible de mesurer des températures définies localement sur un volume de l'ordre de 100 nanomètres cube, si l'épaisseur de l'électrode est de l'ordre de quelques nanomètres.

Si l'électrode est transverse, c'est-à-dire orientée le long de l'axe Oy , le potentiel thermoélectrique mesuré par effet Seebeck est :

$$V_y(t; \theta, \varphi) \approx \Delta \mathcal{S} J_x^Q(t) \left(\frac{\Delta r \sin^2(\theta) \sin(2\varphi)}{2} + r_{RL} \cos(\theta) \right) \quad (5.3)$$

où $\Delta \mathcal{S}$ est le coefficient Seebeck du thermocouple correspondant et $J_x^Q(t)$ est le courant de chaleur sinusoïdal dans Ox . Ce potentiel ressemble à s'y méprendre à une mesure d'effet Nernst planaire ou anormal. Il s'agit en effet d'une mesure de potentiel électrique en réponse à un courant de chaleur perpendiculaire à l'électrode de mesure. Cependant, il s'agit d'une mesure de thermocouple, c'est-à-dire une tension proportionnelle aux différences entre les coefficients Seebeck des matériaux qui composent l'électrode et les contacts.

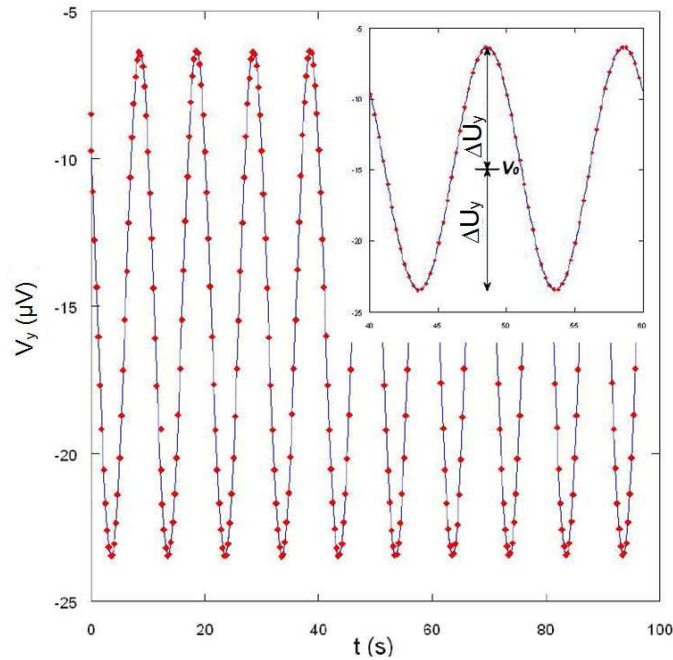


FIGURE 5.2: Exemple de la tension $V_y(t)$ en réponse au courant de chaleur alternatif ($\theta = 90$, $\varphi = 0$, $H = 1$ T, $P \approx 100mW$). L'ajustement sinusoïdal permet de définir la tension ΔU_y , utilisé dans la suite de l'étude.

Notons que l'analogie purement thermique des mesures d'AMR du chapitre précédent sont les mesures du gradient thermique longitudinal (le long de la direction Ox). Le potentiel Seebeck correspondant vérifie l'expression :

$$V_x \approx \Delta \mathcal{S} J_x^Q(t) (r + \Delta r \sin^2(\theta) \cos^2(\varphi)) \quad (5.4)$$

Malheureusement, nous n'avons pas pu faire la mesure correspondant à l'Eq. (5.4). Ces mesures ne peuvent être réalisées que sur une électrode longitudinale (dans la direction Ox) déposée sur la couche ferromagnétique. Mais dans ce cas, il est difficile de réduire à zéro le courant électrique circulant dans l'électrode (soit l'électrode déposée sur l'isolant,

soit directement dans la couche mince ferromagnétique conductrice) en raison du système de chauffage par effet Joule. De telles mesures nécessiteraient une géométrie adaptée à ce problème, pour éliminer les courants électriques induits.

5.2 Les mesures de la tension transverse ΔU_y

5.2.1 Mesures de la tension ΔU_y sur les échantillons de permalloy

Dans le chapitre 4, nous avons étudié les états magnétiques des échantillons de permalloy. Dans cette section, nous allons reproduire cette même étude pour laquelle les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions de l'équation de transport anisotrope. Le calcul des états d'aimantation en fonction du champ magnétique \vec{H} (avec le code *Mathematica* décrit au chapitre 2) permet d'injecter les angles θ et φ dans l'Eq.(5.3). La tension mesurée est la tension $\Delta U_y(t)$ maximale générée aux bornes de l'électrode transverse en réponse à une excitation thermique sinusoïdale longitudinale, comme représentée sur un exemple en figure 5.2. L'ajustement de la sinusoïde en fonction du temps permet de déduire l'amplitude de la réponse $\Delta U(\vec{m}, \vec{J}_Q, \Delta \mathcal{S})$ à l'excitation thermique \vec{J}_Q .

Nous utilisons les coefficients caractérisant l'aimantation qui ont été définis au chapitre 4 :

H_d (T)	H_a (T)	φ_{Ha}^o
1	$5 \cdot 10^{-4}$	140

5.2.2 Mesures en fonction du champ magnétique hors du plan

La figure 5.3 montre un résultat typique de mesure de la tension $\Delta U_y(H)$ sur Py pour différentes valeurs de l'angle θ_H hors du plan et pour $\varphi_H = 90^\circ$. Cette observation correspond bien aux états magnétiques calculés en fonction du champ H , et insérés dans l'équation Eq. (5.3). Les coefficients utilisés dans le calcul sont ceux définis dans le chapitre précédent, à l'exception des nouveaux paramètres pour le transport thermique anisotrope hors du plan $\Delta \mathcal{S} J_x^Q r_{RL} = 0.075$. Le coefficient Righi-Leduc r_{RL} du Permalloy sera estimé dans la section suivante. Pour la figure 5.3, le choix de l'électrode $Py/Cu(5nm)/Pt(10nm)$ plutôt que $Py/Pt(10nm)$, permet de vérifier qu'il n'y a pas d'effet de magnétisme induit entre la couche de Py et l'électrode de Pt. En effet, les profils ne changent pas avec les différentes configurations des électrodes. Les figures 5.4 et 5.5 présentent les résultats de l'échantillon $Py/Pt(10nm)$ et $Py/Pt(10nm)/MgO$. Par

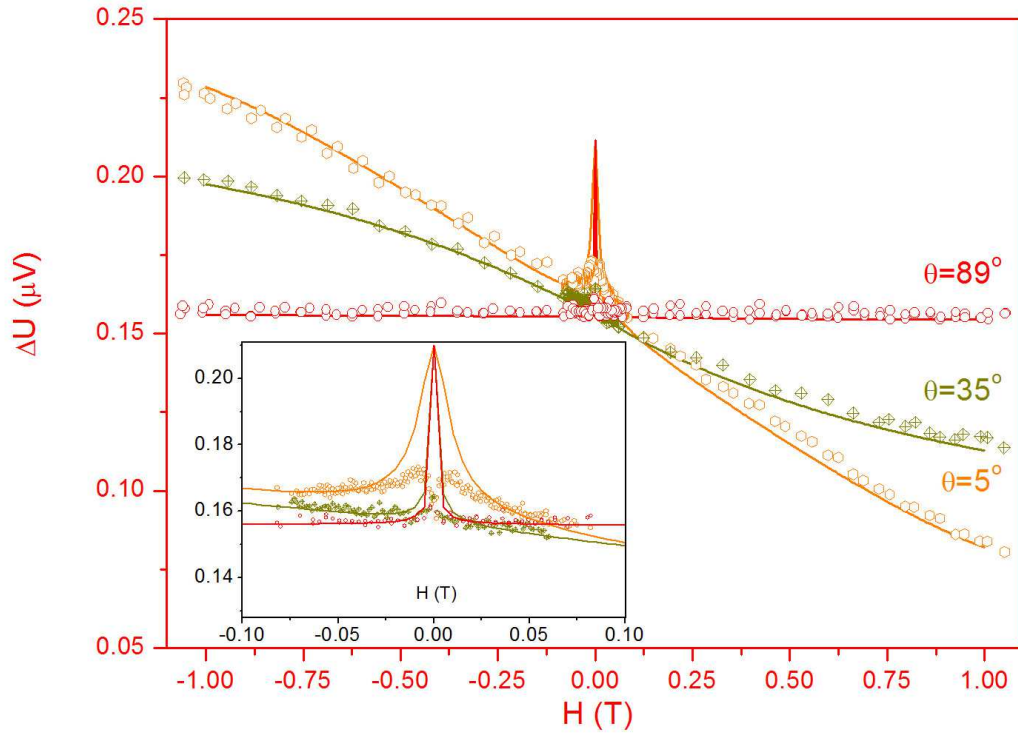


FIGURE 5.3: Mesures de tension ΔU_y en fonction du champ magnétique pour trois valeurs de l'angle θ_H (la projection du champ sur le plan de la couche est fixée à $\varphi_H = 90^\circ$). Echantillon $Py/Cu(5nm)/Pt(10nm)$. Comparaison entre les données expérimentales (en points) et les courbes calculées (lignes en continu).

ailleurs, et conformément à ce qui est attendu, le signe de la tension ΔU_y est inversé quand nous changeons la direction du courant chaleur. Le profil est le même mais l'intensité de la réponse est modifiée car les contacts ne sont pas identiques, et le régime thermique n'est pas identique.

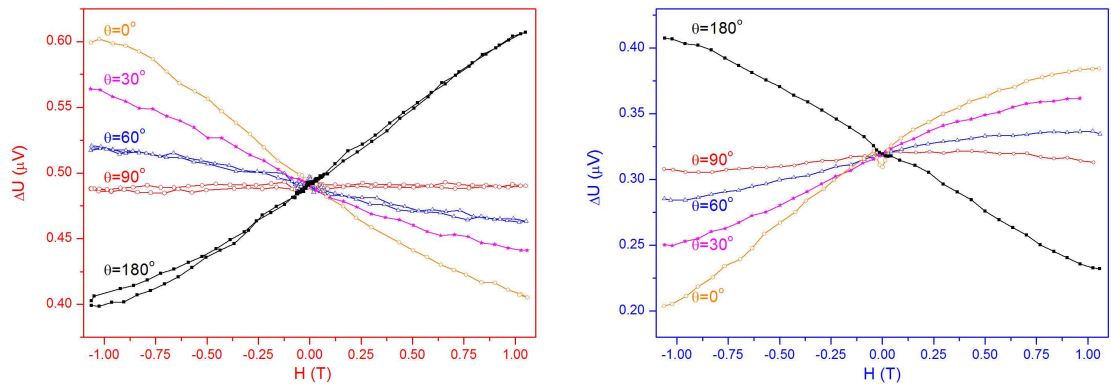


FIGURE 5.4: Mesures de tension ΔU_y en fonction du champ magnétique pour $\varphi_H = 90^\circ$ et cinq valeurs de θ_H . Echantillon $Py/Pt(10nm)$ avec un courant chaleur positif (à gauche) et négatif (à droite).

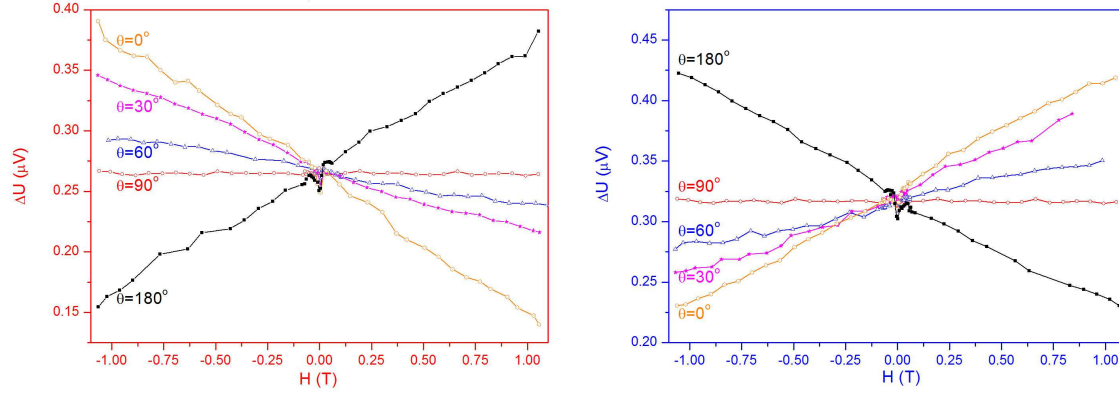


FIGURE 5.5: Même mesure que précédemment pour l'échantillon $Py/Pt(10nm)/MgO$

5.2.3 Mesures en fonction du champ magnétique dans le plan

La figure 5.6 montre la tension ΔU_y en fonction du champ magnétique confiné dans le plan. Le comportement est en accord avec l'Eq.(5.3). En effet, il n'y a pratiquement pas de variation du signal en fonction du champ magnétique car la coercivité de la couche est très faible (quelques dizaine d'Oe), et l'aimantation est presque toujours saturée le long du champ. Celle-ci saute brutalement au voisinage du champ nul, d'une orientation φ_H à la direction opposée $\varphi_H + \pi$. Comme $\sin(2(\varphi_H + \pi)) = \sin(2\varphi_H)$, l'information sur le signe de l'aimantation est perdue (de même que dans le cas de l'AMR). On observe cependant une structure fine aux petits champs (mais à la limite de résolution) car l'aimantation sort du plan.

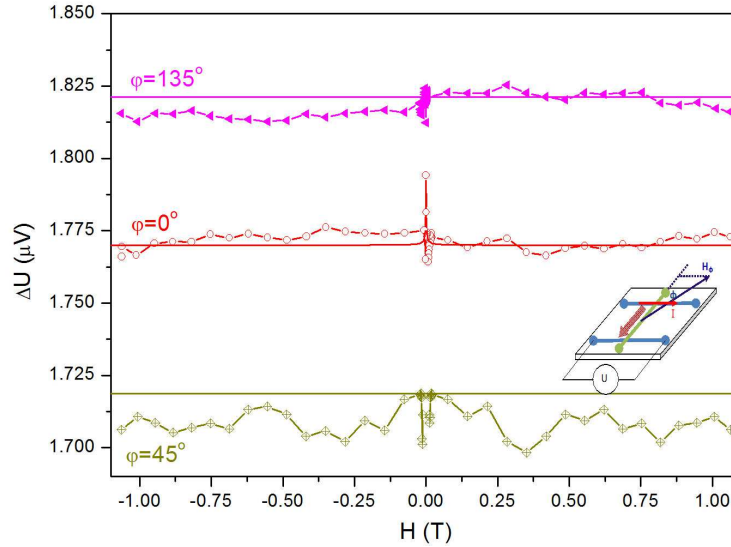


FIGURE 5.6: Mesures de la tension ΔU_y en fonction du champ magnétique dans le plan de la couche pour trois valeurs de l'angle φ_H . Echantillon $Py/Cu(5nm)/Pt(10nm)$. Comparaison entre les données expérimentales (en points) et les courbes calculées (lignes en continu).

La dépendance en angle φ_H permet cependant de déduire le coefficient $\Delta S J_x^Q \Delta r = 0.11 \mu V$. L'ensemble des coefficients pour les échantillons permalloy est présenté dans le tableau 1.

	Py/Pt(10nm)	Py/Pt(10nm)/MgO	Py/Cu(5nm)/Pt(10nm)
$\Delta S J_x^Q r_{RL}$	$0.1 \mu V$	$0.112 \mu V$	$0.075 \mu V$
$\Delta S J_x^Q \Delta r$	$0.03 \mu V$		$0.11 \mu V$

TABLE 5.1: Les coefficients de transport thermique anisotrope pour les échantillons de permalloy

Compte tenu de la dépendance en fonction de l'épaisseur décrite plus bas, les variations observées d'un échantillon à l'autre ne sont pas significatives, à l'exception de la valeur $0.03 \mu V$ pour $\Delta S J_x^Q \Delta r$, qui provient probablement d'un mauvais régime thermique (le courant de chaleur se disperse avant d'arriver à l'électrode).

5.2.4 Mesures en fonction de l'angle hors du plan de la couche

Les mesures en fonction de l'angle, bien que moins complètes que les mesures en champ magnétique, sont plus faciles à interpréter. Ces courbes sont le plus souvent utilisées dans la littérature à propos de l'effet Nernst planaire et anisotrope, ainsi que pour les effets Spin-Seebeck et Spin-Pumping. Il est donc intéressant d'en dégager les principales caractéristiques. Dans le cas des mesures hors du plan en fonction de l'angle θ et pour l'angle planaire $\varphi_H = 90^\circ$, on observe que la tension ΔU_y a une périodicité 2π (ou 360°). Cette observation est en parfaite conformité avec l'Eq.(5.3), qui prédit $\Delta U_y \propto r_{RL} \cos(\theta)$. Cependant, comme le montre la figure 5.7.a, l'aimantation est encore assez loin de la saturation pour $H = 1 T$, et il faut passer par le calcul numérique pour déterminer la fonction $\theta(\theta_H)$, avant de tester l'Eq.5.3 sur les points expérimentaux. Comme le montre la figure 5.7.b, l'écart à la fonction $\cos(\theta_H)$ prend une structure très caractéristique pour un champ plus faible de $H = 0.2 T$. On reconnaît en effet la structure typique décrite au chapitre précédent lorsque l'aimantation saute dans le plan, le long de l'axe d'anisotropie planaire ($\varphi \neq 90^\circ$). Ceci a lieu lorsque la projection du champ dans le plan de la couche devient inférieure à l'anisotropie dans ce même plan. On retrouve donc ici les mêmes lois que dans le cas de l'effet Hall planaire et anormal. On vérifie aussi (figure (5.8)) l'effet du changement de signe lorsqu'on inverse les électrodes de mesures et les électrodes de chauffage, inversant ainsi le sens du courant de chaleur ($J_x^Q \rightarrow -J_x^Q$). De plus, la figure 5.8 montre que la présence d'une couche de *MgO* recouvrant l'échantillon ne change pas le profil en angle, et change faiblement l'amplitude du signal (le régime thermique est légèrement affecté par la présence de la couche de *MgO*).

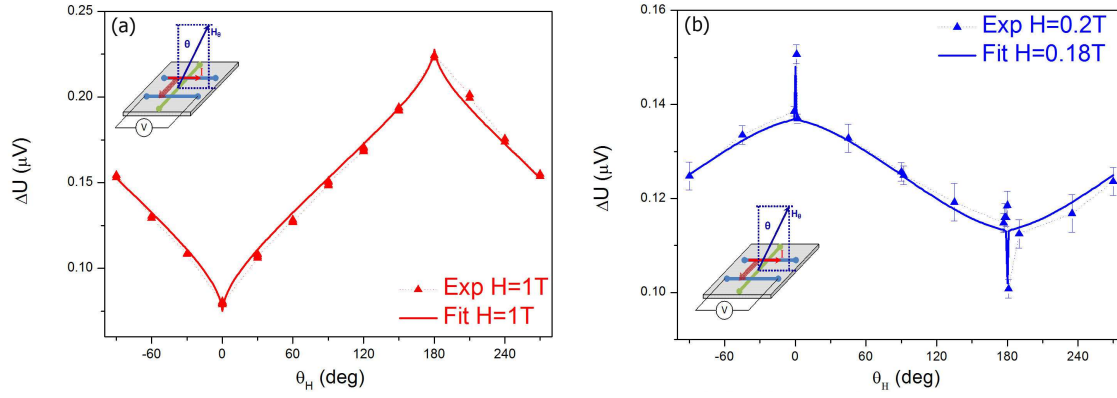


FIGURE 5.7: Mesure de tension ΔU_y en fonction de l'angle θ_H hors du plan de la couche à $\varphi_H = 90^\circ$. L'échantillon est $Py/Cu/Pt$, (a) le courant de chaleur est positif et le champ est de $H = 1 T$; (b) le courant de chaleur négatif à champ magnétique faible ($H = 0.2 T$). Comparaison entre les données expérimentales (en points) et la courbe calculée (lignes en continu).

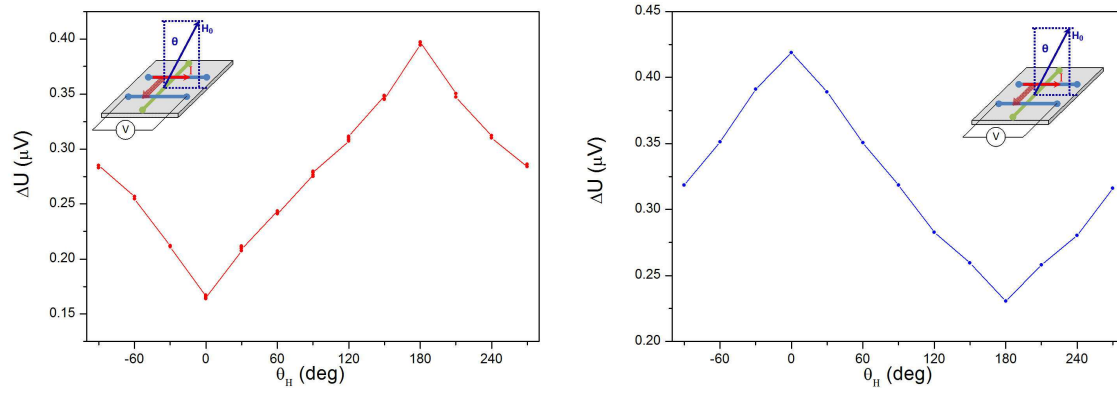


FIGURE 5.8: Mesure de la tension ΔU_y en fonction de l'angle θ_H à $\varphi_H = 90^\circ$ avec courant chaleur positif (à gauche) et négatif (à droite). Échantillon $Py/Pt/MgO$.

5.2.5 Mesures en fonction de l'angle dans le plan de la couche

Dans le cas des mesures dans le plan de la couche, en fonction de l'angle φ et pour $\theta_H = 90^\circ$, on observe que la tension ΔU_y a maintenant une périodicité de π (180°) et non plus 2π . Ceci est aussi en parfaite conformité avec l'Eq.(5.3), qui prédit $\Delta U_y \propto \Delta r \sin(2\varphi)$. Contrairement au cas des mesures hors du plan, la très faible coercivité dans le plan de la couche permet d'avoir $\varphi_H \approx \varphi$ même aux champs faibles. Sur la figure 5.9, la courbe ajustée en trait continu est en effet en $\sin(2\varphi_H)$.

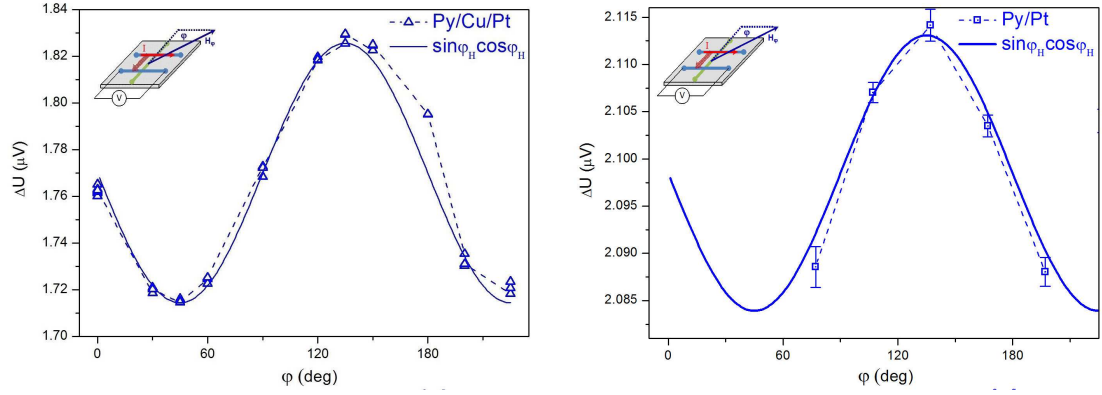


FIGURE 5.9: Mesure de tension ΔU_y en fonction de l'angle φ dans le plan de la couche ($\theta = 90^\circ$), pour un courant chaleur négatif avec un champ magnétique de $H = 1T$. Echanton (a) $Py/Cu/Pt$ et (b) Py/Pt . Comparaison entre les données expérimentales (en points) et la courbe calculée (lignes en continu).

5.3 Les mesures de tension ΔU_y pour les échantillons YIG

L'étude menée sur le permalloy permet de confirmer que la dépendance angulaire suit bien la loi donnée par l'Eq.(5.3). Cependant, sur un matériau conducteur électrique, la tension $V_y(t)$ (et donc ΔU_y) peut avoir pour origine la thermotension - en l'occurrence l'effet Nernst planaire et anormal (ANE et PNE) - générée dans la couche de permalloy. La dépendance angulaire (voir le chapitre 2) serait alors identique à celle prédite par l'Eq.(5.3). Par conséquent, à ce stade de l'étude, rien ne permet de prétendre que le signal provient d'autre chose que d'une mesure des potentiels électrochimiques directement sur la couche de permalloy, dont le signal ANE et PNE est bien connu. C'est pourquoi la comparaison entre des résultats et ceux d'un matériau isolant est indispensable pour mettre en doute l'interprétation d'une mesure banale d'ANE et PNE.

Nous avons donc répété l'ensemble des mesures présentées ci-dessus sur les couches minces de YIG de même épaisseur et dans la même configuration de mesure que pour le Py . Cependant, à la différence du Py , nous ne pouvons pas caractériser les états magnétiques par des mesures de transport électrique anisotrope. Le comportement magnétique du YIG est cependant connu dans les grandes lignes, et reste très similaire à celui du Py . Le champ démagnétisant hors du plan de la couche est de l'ordre de $H_d = 0.2 T$ ($4\pi M_s = 1780$), et l'anisotropie dans le plan de la couche est négligeable. On ne s'attend donc pas aux sauts d'aimantation pour les petits champs ou au voisinage de $\theta_H \approx 0$, c'est-à-dire lorsque la projection du champ magnétique dans le plan de la couche est inférieure au champ d'anisotropie dans le plan.

La figure 5.10 montre des mesures typiques de ΔU_y en fonction du champ magnétique sur une électrode de Pt de 15 nm d'épaisseur déposée sur la couche de YIG. La configuration de mesure est hors du plan, pour trois valeurs de l'angle θ_H à $\varphi_H = 90^\circ$. La comparaison

avec la figure 5.3 montre que le profil général est le même que pour Py (approche à la saturation hors du plan), avec la même dépendance angulaire et le changement de signe par rapport à la transformation $J_x^Q \rightarrow -J_x^Q$. L'absence de sauts aux petits champs est attendue du fait de l'absence d'anisotropie dans le plan de la couche.

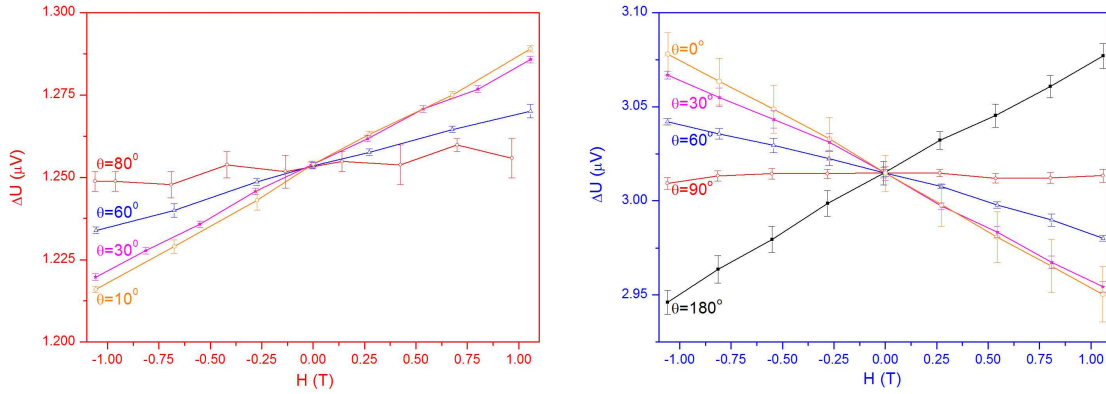


FIGURE 5.10: Mesures de tension ΔU_y en fonction du champ magnétique hors du plan pour différentes valeurs de θ à $\varphi = 90^\circ$. Echantillon YIG/Pt avec le courant de chaleur est positive (à gauche) et négative (à droite).

On note que le signe est inversé entre les mesures YIG et Py pour un même sens de courant de chaleur J_x^Q ! L'inversion a aussi lieu pour les mesures dans le plan (voir ci-dessous). Cette observation est remarquable et ne peut se comprendre - dans le cadre de notre interprétation Eq. (5.3) - que par l'inversion du signe du coefficient ΔS entre un thermocouple $Pt - Al$ pour l'échantillon YIG et un thermocouple $Py - Pt$ pour l'échantillon Py . Le changement de signe de ΔS sera en effet confirmé dans la Section 4.

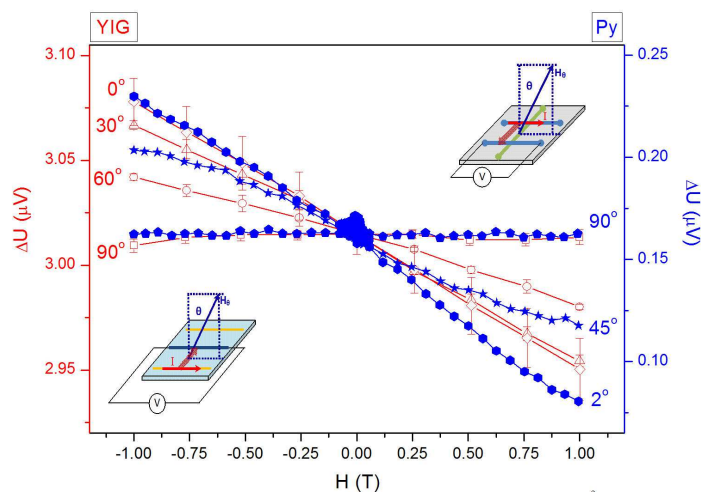


FIGURE 5.11: Comparaison entre les échantillons YIG/Pt (points rouges ouverts, échelle de gauche) et Py/Pt (points bleus pleins, échelle de droite) pour la mesure de tension en fonction du champ magnétique hors du plan ($\varphi_H = 90^\circ$).

La comparaison entre les résultats sur *YIG* et *Py* est résumée dans la figure 5.11 en fonction du champ magnétique hors du plan pour les différentes valeurs de l'angle θ_H à $\varphi_H = 90^\circ$.

Les mesures de ΔU_y en fonction de l'angle suivent aussi la même dépendance que pour le *Py*. La figure 5.12 montre les résultats d'une mesure en fonction de l'angle θ_H pour $\varphi_H = 90^\circ$ à $H = 1\text{ T}$ et confirme la dépendance en $\Delta U_y \propto r_{RL} \cos(\theta_H + c)$ prédite par l'Eq.(5.3) (ici, c est une constante telle que $\theta \approx \theta_H + c$ traduisant un écart linéaire à la saturation). Le coefficient mesuré du transport thermique hors du plan prend la valeur : $\Delta S J_x^Q r_{RL} = 0.065 \mu V$.

La figure 5.13 montre les résultats d'une mesure en fonction de l'angle φ_H pour à $H = 1\text{ T}$ et confirme la dépendance en $\Delta U_y \propto \Delta r \sin(\varphi_H) \cos(\varphi_H)$ prédite par l'Eq.(5.3). Dans ce cas aussi on a $\varphi \approx \varphi_H + \tilde{c}$ où \tilde{c} est constant.

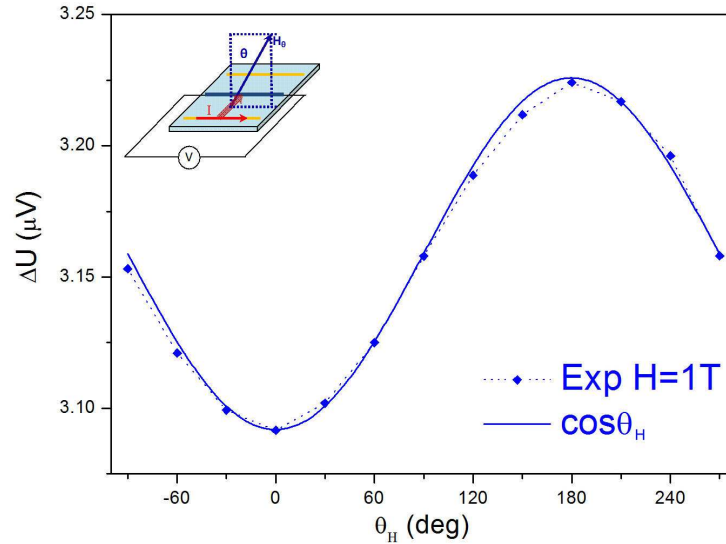


FIGURE 5.12: Mesures de tension ΔU_y en fonction de l'angle θ_H hors du plan pour $\varphi_H = 90^\circ$ et $H = 1\text{ T}$. Echantillon *YIG/Pt*.

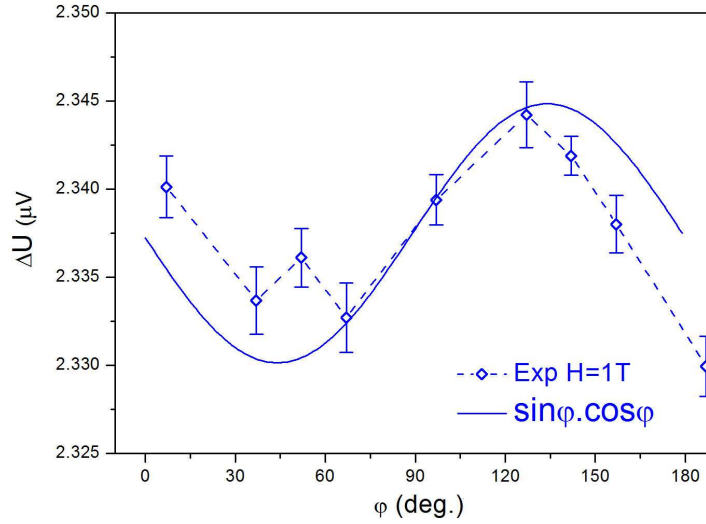


FIGURE 5.13: Mesures de tension ΔU_y en fonction de l'angle φ dans le plan de la couche pour $H = 1$ T. Echantillon *YIG/Pt* pour un courant de chaleur positif.

En conclusion, la comparaison des mesures sur un bon conducteur électrique tel que *Py* et sur un isolant électrique tel que *YIG* permet de conclure que les mécanismes observés sont du même ordre de grandeur et suivent les mêmes lois angulaires dans le plan et hors du plan. Ces résultats permettent d'écarter l'hypothèse d'un effet thermoélectrique (ANE et PNE) mesuré directement sur la couche ferromagnétique. De plus, il est clair que les réponses $\Delta U_y(\theta)$ et $\Delta U_y(\varphi)$ correspondant à une aimantation dans le plan et hors du plan de la couche ne peuvent pas être considérées séparément : l'hypothèse du transport anisotrope (qui associe systématiquement $\cos(\theta)$ à $\sin(2\varphi)$) est donc confirmée ici, quels que soient les mécanismes physiques responsables du signal.

Cependant, au delà de cette conclusion à propos des mesures comparatives, on observe un comportement inattendu et non-expliqué pour les champs forts, dans la zone $H \geq 0.2T$: la courbe $\Delta U_y(H)$ reste linéaire pour tous les angles θ_H . Compte tenu du champ démagnétisant de l'ordre de 0.2 T, on devrait observer une approche à la saturation largement avant $1T$ (la droite devrait s'incurver et tendre vers une constante). Ce n'est pas le cas, comme le confirment les mesures en angle attestant que $\theta \approx \theta_H + cst$. Cette observation semble montrer que l'électrode ajoute une contribution non-négligeable au signal d'aimantation de la couche ferromagnétique. Un tel comportement a déjà été observé par le groupe de Jing Shi (University California Riverside) [41] sur *YIG*, qui évoque une possible contribution du paramagnétisme de l'électrode au signal $V_y(H)$. Nous reviendrons sur cette discussion à la fin de la section suivante.

5.4 Tension ΔU_y et mesure de thermocouples $\Delta \mathcal{S}$

Pour confirmer la validité de l'approche en termes de transport thermique (quels que soient les interprétations alternatives) il est nécessaire de montrer la proportionnalité du signal avec le thermocouple $\Delta \mathcal{S}$. Notons que le coefficient Seebeck \mathcal{S} n'est pas associé à une propriété de transport dépendant du spin (au moins au premier ordre) et sa mesure ne requiert pas de champ magnétique.

Le but de cette section est d'étudier l'effet des différentes électrodes sur les mesures de tension transverse ΔU_y . En particulier, on va montrer qu'il existe une variation de plusieurs ordres de grandeur mesurée sur le signal ΔU_y lorsque l'on change le thermocouple $\Delta \mathcal{S}$ entre une électrode de *Pt* et une électrode *Bi*, toutes choses égales par ailleurs (à l'exception de l'épaisseur de *Bi*, fixé à 100nm car la résistance des électrodes de 10nm, de l'ordre du $G\Omega$, est trop élevée pour notre dispositif de mesure). Nous observons en effet $\Delta U_y \propto \Delta \mathcal{S}$, en accord avec l'équation 5.3. Pour estimer les valeurs de $\Delta \mathcal{S}$, nous avons fait la mesure du thermocouple avec des électrodes de *Cu*, de *Pt*, et de *Bi*. Le dispositif consiste à mesurer la tension entre deux électrodes, lorsque l'on plonge l'électrode du bas dans l'eau glacée à environs $0^\circ C$. La température de l'électrode du haut reste de l'ordre de $17^\circ C$.

Pour des raisons pratiques, nous utilisons des fils en aluminium et de la laque d'argent pour les contacts. Il y a donc une correction à faire entre les thermocouples mesurés par cette méthode et ceux correspondant à la mesure de ΔU_y . Les signaux de thermocouples sont montrés à la figure 5.14. Le point le plus remarquable de ces mesures est la valeur très importante du thermocouple de *Bi* (tension mesurée de l'ordre de 20 mV), en conformité avec les valeurs publiées depuis fort longtemps : pour l'effet Seebeck, il existe une différence de presque deux ordres de grandeur entre les métaux nobles et le *Bi*. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi ce matériau comme électrode de comparaison. On notera aussi le changement de signe du thermocouple *Py* – *Al* par rapport aux *Pt*, *Cu* et *Bi*.

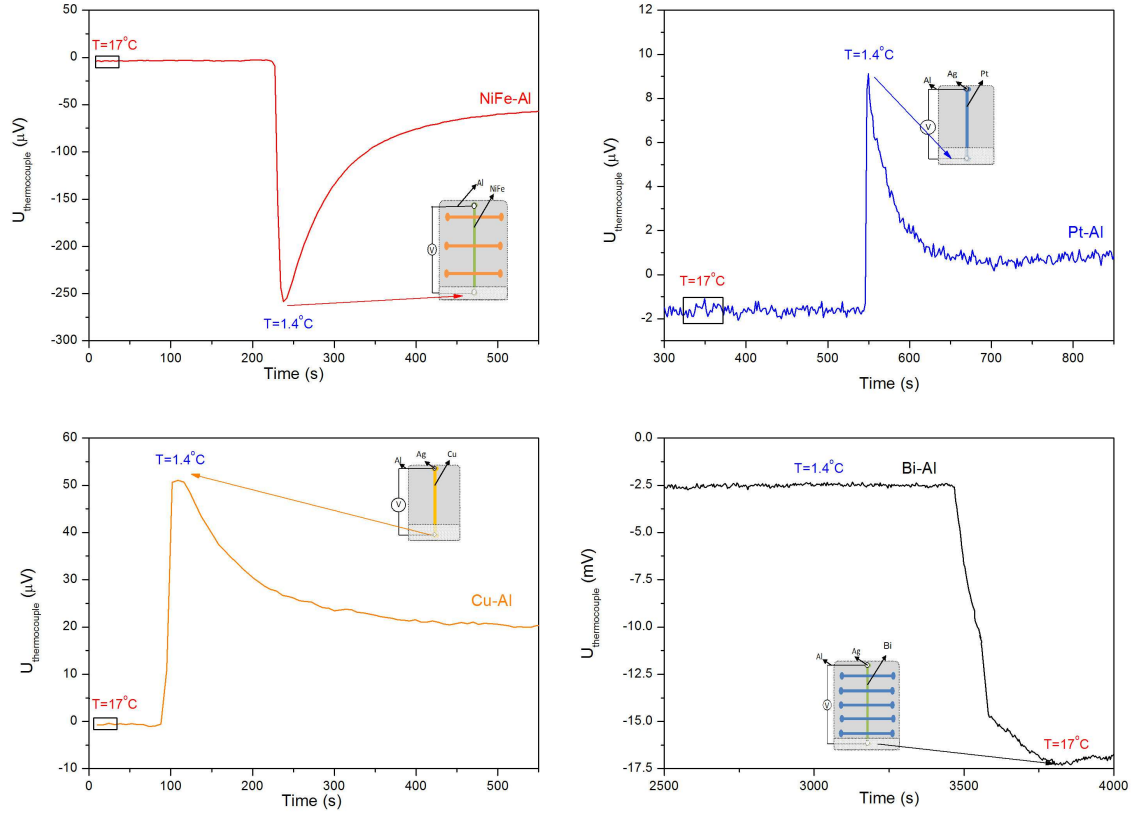


FIGURE 5.14: La tension des thermocouples : (a) $NiFe - Al$, (b) $Pt - Al$, (c) $Cu - Al$ et (d) $Bi - Al$. On notera l'échelle mille fois plus grande (en mV et non plus en μV) pour la tension du thermocouple en Bi .

Les valeurs mesurées du thermocouple $\Delta S = S_R - S_{Al}$ entre l'aluminium et l'électrode R ($R = NiFe$, $R = Pt$, $R = Cu$, $R = Bi$) sont résumées dans le tableau 5.2.

$S_{Py} - S_{Al}$	$S_{Pt} - S_{Al}$	$S_{Cu} - S_{Al}$	$S_{Bi} - S_{Al}$
$-16.2 \mu V/K$	$0.69 \mu V/K$	$3.2 \mu V/K$	$948.7 \mu V/K$

TABLE 5.2: Valeurs des thermocouples ΔS (électrodes et couches ferromagnétiques) mesures directement sur les échantillons.

Nous pouvons donc en déduire les valeurs des thermocouples $\Delta S = S_{Py} - S_R$ résumées dans le tableau 5.3. Nous constatons que le thermocouple $S_{Py} - S_{Pt}$ est fortement négatif

$S_{Py} - S_{Pt}$	$S_{Py} - S_{Cu}$	$S_{Py} - S_{Bi}$
$-16.89 \mu V/K$	$-19.4 \mu V/K$	$-981.1 \mu V/K$

TABLE 5.3: Thermocouple entre Py et les électrodes en Pt , Cu , et Bi

alors que le thermocouple $S_{Pt} - S_{Al}$ est positif. Or, comme discuté au chapitre 2, le premier thermocouple décrit bien les échantillons Py , alors que pour le deuxième thermocouple, la couche ferromagnétique YIG ne contribue pas à la tension. Cette observation explique

le changement de signe observé à la Section précédente entre les signaux ΔU_y mesurés sur Py et ceux mesurés sur YIG avec la même électrode Pt .

De plus, on note que $\Delta S_{Py-Bi} = 58\Delta S_{Py-Pt}$.

Réalisées indépendamment, les mesures de ΔU_y sur l'échantillon de Py avec une électrode de Bi montrent un comportement en angle analogue aux comportements observés sur les autres électrodes. Le profil de $\Delta U_y(H)$ en fonction du champ magnétique hors du plan de la couche est présenté à la figure 5.15. On retrouve le profil hors du plan typique observé sur les autres échantillons.

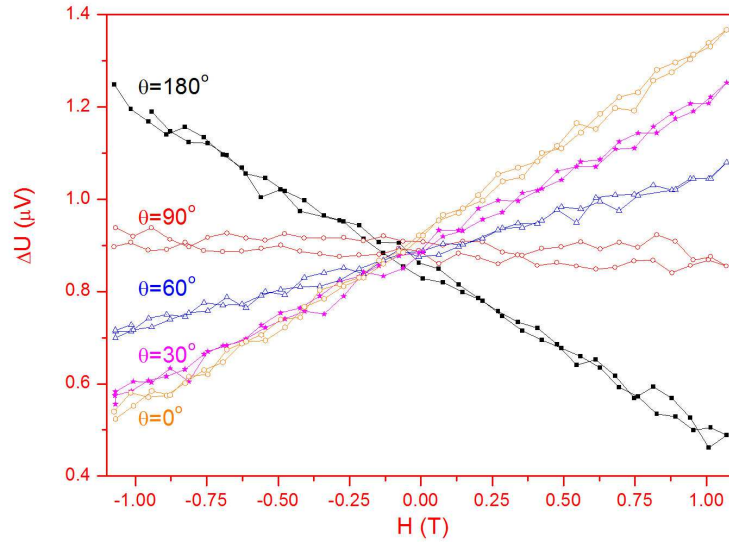


FIGURE 5.15: Mesure de tension ΔU_y en fonction du champ magnétique hors du plan de la couche, pour l'échantillon $Py/Bi(100nm)$.

De même pour les mesures de ΔU_y en fonction de l'angle θ hors du plan de la couche présenté sur la figure 5.16 pour $H = 1 T$. La comparaison entre les mesures sur Py avec les électrodes de Pt et de Bi est présentée à la figure 5.16. Cette comparaison met en évidence la différence d'amplitude entre les deux signaux.

La puissance de chauffage Joule $P_J = V^2/R_{el}$ étant limitée par la tension de $V_{max} = 10V$ du générateur, et la résistance R_{el} du Bi étant de presque 4000Ω , la comparaison avec les figures précédentes doit être faite après la correction de la puissance de chauffage Joule P_J , pour une comparaison à puissance constante (J_x^Q est proportionnelle à la puissance du chauffage). Cette comparaison est résumée dans le tableau 5.4. La grandeur $Max(\Delta U_y)$ est la variation maximum mesurée entre $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ pour les mesures hors du plan. La tension V_{el} est la tension crête-à-crête mesurée sur l'électrode de chauffage.

On constate que le rapport des signaux $\Delta U_y(Bi)/\Delta U_y(Pt)$ est bien proportionnel au rapport des thermocouples $\Delta S(Bi)/\Delta S(Pt)$. Ce résultat est présenté sur la figure 5.17.

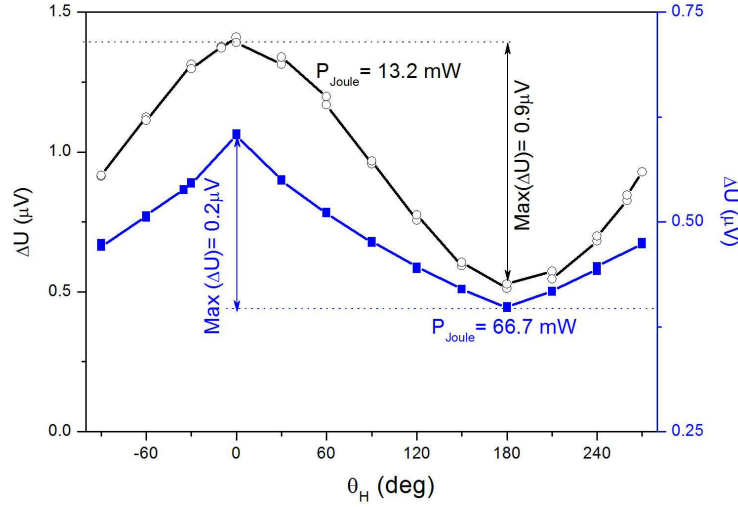


FIGURE 5.16: Comparaison entre les échantillons Py/Bi (ligne noire) et Py/Pt (ligne bleue) de δU_y en fonction de l'angle θ_H pour les mesure hors du plan. Le courant de chaleur est négatif.

	$Max(\Delta U_y) (\mu V)$	$\Delta S (\mu V/K)$	$P_J = \frac{V_{el}^2}{R} (mW)$	$\frac{Max(\Delta U_y)}{P_J} (\mu V/W)$
Py/Pt	0.2	-16.89	66.7	3
$Py/Pt/MgO$	0.224	-16.89	60.3	3.71
Py/Bi	0.9	-981.10	13.2	68.2

TABLE 5.4: Tableau pour calculer la tension transverse maximum per puissance du chauffage pour les échantillons Py avec les électrodes différentes

En conclusion, l'étude comparative réalisée sur l'échantillon de Py entre une électrode Pt et une électrode Bi montre que l'amplitude des signaux est proportionnelle au thermocouple ΔS généré dans l'électrode. Cette observation confirme l'hypothèse du transport thermique anisotrope.

Cependant, de même que dans le cas du YIG , nous n'observons pas l'approche à la saturation attendu pour le Py avec l'électrode de Bi . La courbe en champ $\Delta U_y(H)$ reste linéaire. Cette observation mérite d'être soulignée, car il s'agit des seuls signes d'une possible contribution électronique au signal mesuré qui ne se réduit pas à l'effet thermocouple. Peut-on voir dans cette observation la trace d'un effet spin-Hall inverse? Ce n'est pas impossible mais il reste à comprendre pourquoi ce signal se greffe sur celui du transport anisotrope (tout ce passe comme si seuls les états magnétiques étaient modifiés), et pourquoi il ne se manifeste qu'aux champs forts. Il est significatif de mentionner que cette observation est aussi présente pour les mesures Hall anormal, et n'est donc pas relié au transport de chaleur dans la couche ferromagnétique. En effet, la figure 5.18 montre que cet effet est déjà présent sur les mesures en courant électrique. Du déduit de l'ajustement de la figure 5.18 que $R_H^{Bi} = 0.32 \Omega$ avec $\alpha = 0.76$ ($\rho_{Bi} = 30 \mu\Omega m$ mesure sur l'électrode Bi). On observe une valeur du coefficient Hall environ 3 fois plus grand que

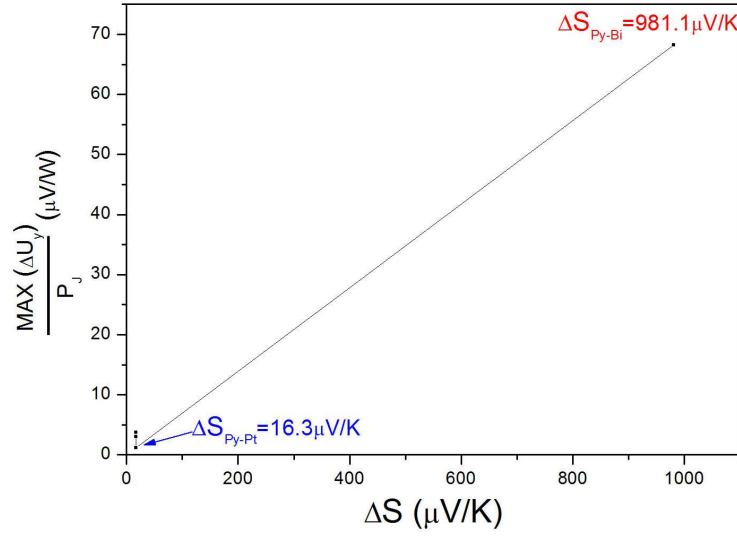


FIGURE 5.17: Comparaison des tensions ΔU_y sur une couche de Py entre électrode de Bi et électrode de Pt . Comme indiqué sur la figure, le rapport des tensions correspond au rapport des thermocouples.

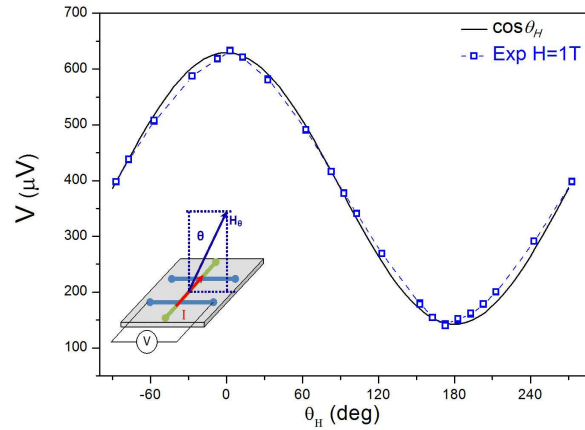


FIGURE 5.18: Mesure de l'effet Hall hors du plan en fonction de θ_H pour $H = 1T$ pour l'échantillon $Py/Bi(100nm)$ avec un comportement $\Delta U \propto \cos(\theta_H)$ avec $R_H^* = 0.245$ (le coefficient pour l'effet Hall anormal non corrigé le courant effectif (I_x^{Py})).

pour les mesures avec l'éctrode Pt . Le comportement magnétique de l'échantillon Py/Bi s'écarte un peu de celui de l'ensemble des échantillons Py/Pt pour les grandes valeurs du champ magnétique. Cet effet ne provient donc pas des états magnétiques de la couche mince de Py , mais de l'action de l'électrode. Ceci semble conforter le rôle possible du paramagnétisme dans l'électrode.

5.5 La tension ΔU_y en fonction de l'épaisseur de l'électrode

Une étude qualitative, avec la détermination des coefficients de transport thermique r_{RL} et Δr exige de caractériser plus précisément le courant de chaleur J_x^Q , et de mieux

comprendre les régimes thermiques. Cette étude fait l'objet de la présente section.

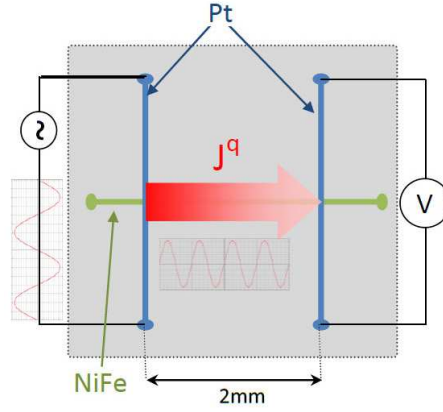


FIGURE 5.19: Schéma de la mesure de ΔU_y pour les échantillons Py/Pt

De même que pour les courants électriques, le courant de chaleur effectif J_{eff}^Q au niveau de l'électrode n'est pas le courant de chaleur J_x^Q envoyé à travers la couche ferromagnétique. Nous devons aussi tenir compte d'un effet court-circuit lorsque dépendant de l'épaisseur d de l'électrode. Le calcul du chapitre 4 peut être appliqué à l'identique pour les résistances thermiques. On s'attend donc aussi à mesurer une loi en $1/(c+d)$ où c est une constante. En effet :

$$J_{eff}^Q = \alpha_r J_x^Q = \frac{\Delta r_{Pt} d_{Py}}{\Delta r_{Pt} d_{Py} + \Delta r_{Py} d_{Pt}} J_x^Q \quad (5.5)$$

Cette loi est bien celle observée sur la figure 5.20. Ces mesures montrent que le mécanisme physique à l'origine du signal est bien l'injection de courant de chaleur dans la couche ferromagnétique de Py. En conséquence, cette analyse invalide l'interprétation en termes de relaxation spin-flip à l'interface proposée dans la littérature, pour qui la décroissance en fonction de d est interprétée comme une loi d'injection de spin $\propto e^{-d/l_{sf}}$, où l_{sf} est la longueur de relaxation spin-flip.

Comme nos mesures ne sont pas effectuées à puissance Joule P_J constante mais à tension constante (en raison de la limite de tension du générateur et de la fragilité des électrodes), nous avons normalisé la tension ΔU_y à courant constant pour tracer la figure 5.20. Nous avons effectué la correction suivante sur les mesures. La puissance Joule est imposée par la résistance R de l'électrode de chauffage, ce qui donne :

$$P_J = \frac{V_{ch}^2}{2R} = \frac{V_{ch}^2}{2 \frac{\rho_{Pt} l}{a.d}} = \frac{a.V_{ch}^2}{2\rho_{Pt} l} . d \quad (5.6)$$

où V_{ch} est la tension crête à crête aux bornes de la résistance de chauffage, l la longueur de l'électrode et ad est la section d'épaisseur d à travers laquelle s'écoule le courant de

chaleur. Si c est la constante de proportionnalité entre le courant de chaleur et la puissance Joule injectée, nous avons : $J_x^Q = c.P_J$. C'est le courant de chaleur correspondant à chaque point de mesure dans l'Eq.(5.3). Donc on peut réécrire l'équation pour la tension dans le cas de notre mesure (champ magnétique hors du plan de la couche) comme suivant :

$$\frac{V_y}{P_J} = \Delta S \alpha_r c.r_{RL} \cdot \cos(\theta) \quad (5.7)$$

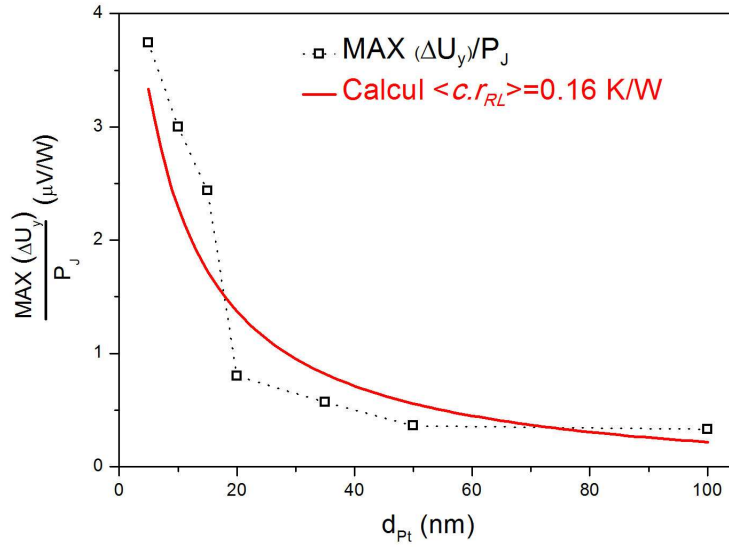


FIGURE 5.20: Tension ΔU_y en fonction de l'épaisseur d_{Pt} de l'électrode de Pt (rapportée à une même puissance du chauffage P_J). Echantillon Py . Comparaison avec la courbe issue de l'Eq.(5.7) (ligne continue).

Le paramètre $c.r_{RL} = 0.16 \frac{K}{W}$ (valeur moyenne dans la table 5.5) est le paramètre ajusté dans la courbe calculée de la figure 5.20. Les résultats des mesures de la tension $Max(\Delta U_y)$ sont présentés dans le tableau suivant :

d_{Pt}	$Max(\Delta U_y)$	$P_J = \frac{V_{pp}}{2R}$ (mW)	$\frac{Max(\Delta U_y)}{P_J}$ ($\mu V/W$)	α_r	$c.r_{RL}$ (K/W) (K/W)
Py/Pt(5nm)	$0.11\mu V$	29.4	3.74	0.58	0.19
Py/Pt(10nm)	$0.2\mu V$	66.7	3	0.40	0.22
Py/Pt(15nm)	$0.21\mu V$	86.2	2.44	0.31	0.23
Py/Pt(20nm)	$0.1\mu V$	125	0.8	0.25	0.1
Py/Pt(35nm)	$0.154\mu V$	270	0.57	0.16	0.11
Py/Pt(50nm)	$0.12\mu V$	333	0.36	0.11	0.1
Py/Pt(100nm)	$0.22\mu V$	667	0.33	0.06	0.16

TABLE 5.5: Tableau des mesures de tension $Max(\Delta U_y)$ en fonction de d , et du calcul puissance du chauffage pour chaque échantillon Py .

Chapitre 6

Conclusion

Nous avons pu démontrer expérimentalement, sur une série d'échantillons, que la réponse $V_y(t; \theta, \varphi)$ à un courant de chaleur mesuré sur une électrode transverse suit les lois du transport thermique anisotrope. Ces lois sont décrites par l'équation :

$$V_y(t; \theta, \varphi) \approx \Delta S J_x^Q(t) \left(\frac{\Delta r \sin^2(\theta) \sin(2\varphi)}{2} + r_{RL} \cos(\theta) \right)$$

La théorie du transport anisotrope électrique et thermique est préalablement exposée au Chapitre 2, avec la description des états d'aimantation en fonction du champ magnétique \vec{H} et des paramètres ferromagnétiques des couches minces. Le Chapitre 3 présente le dispositif expérimental, les échantillons, ainsi que les protocoles de mesure. Le Chapitre 4 se focalise sur la mesure et l'analyse du transport électrique anisotrope, avec la détermination des paramètres ferromagnétiques.

La démonstration du transport thermique anisotrope repose sur les observations suivantes exposées dans le chapitre 5.

(1) Pour l'ensemble des échantillons étudiés, les profils ΔU_y en fonction du champ magnétiques et en fonction des angles θ_H et φ_H sont identiques à ceux mesurés en transport électrique anisotrope, dans les configurations de l'effet Hall planaire et de l'effet Hall anormal (y compris pour les champs magnétiques forts, dans la gamme étudiée). Les coefficients Δr et r_{RL} du transport thermique sont estimés.

(2) La reproduction des résultats sur la couche ferromagnétique isolante YIG et la comparaison du Py avec des électrodes Pt(20nm) et Cu(10nm)/Pt(10nm) démontre que le potentiel électrique mesuré n'est pas celui de la couche Ferromagnétique, mais bien le

potentiel thermoélectrique généré dans l'électrode non-ferromagnétique. Cette observation conduit à écarter l'interprétation en termes d'effet Nernst planaire et effet Nernst anormal.

(3) Le rôle fondamental du thermocouple ΔS est démontré par l'amplification d'un facteur 58 entre une l'électrode de Pt et une électrode de Bi. Ce facteur est précisément celui du rapport entre les thermocouples Pt et Bi. Cela montre que le potentiel est proportionnel au thermocouple ΔS .

(4) On observe que la dépendance du signal ΔU en fonction de l'épaisseur de l'électrode est déterminée par l'effet court-circuit produit dans l'électrode de mesure non-ferromagnétique. On montre en effet que pour un courant de chaleur constant à travers l'échantillon, la densité de courant de chaleur au niveau de l'électrode est distribuée entre l'électrode et la couche ferromagnétique. Cette observation tend à invalider l'interprétation en termes d'injection de spin dans l'électrode dont la loi est une décroissance en $\exp(-d/l_{sf})$, ou l_{sf} est la longueur de relaxation de spin.

Ce travail ouvre la voie au développement de capteurs magnétiques qui utilisent le courant du chaleur à la place du courant électrique pour fonctionner. En effet, l'optimisation du thermocouple ΔS permet a priori de gagner un ou deux ordre de grandeurs dans la réponse au gradient de température.

Annexe A

L'état magnétique de la couche mince

Les programmes utilisés pour calculer les états équilibres de l'aimantation d'échantillon couche mince ferromagnétique (avec l'hypothèse que l'aimantation est uniforme sont présentés-ici). À partir de la position de l'aimantation, nous pouvons calculer l'effet magnétoresistance (AMR), l'effet Hall planaire et Hall anormal en fonction du champ magnétique appliqué (H), ou des angles θ_H , φ_H .

A.1 Programme pour calculer AMR et effet Hall en fonction du champ magnétique H

Dans ce programme : $R = 1$ est fixé ; ΔR est la valeur AMR qui vient du résultat expérimental ; A est coefficient ajustable pour la mesure effet Hall planaire et RH est coefficient pour calculer effet l'Hall anormal.

```
(*EnergydefinitionE = Hzeeman(Happ) + UniaxialAni(Han) + Hdemag(Hd)*)
Energ[Happ_, phiHapp_, thetaHapp_, Han_, phiHan_, thetaHan_, Hd_, phiM_, thetaM_] :=
-Happ(Sin[thetaHapp] * Cos[phiHapp] * Sin[thetaM] * Cos[phiM]+
Sin[thetaHapp] * Sin[phiHapp] * Sin[thetaM] * Sin[phiM]+
Cos[thetaHapp] * Cos[thetaM])+
0.5 * HanSin[ArcCos[(Sin[thetaHan] * Cos[phiHan] * Sin[thetaM] * Cos[phiM]+
Sin[thetaHan] * Sin[phiHan] * Sin[thetaM] * Sin[phiM]+
Cos[thetaHan] * Cos[thetaM]))]^2+
```



```

0.5 * Hd * Cos[thetaM]^2
(*Parametre du champ magnetique applique H*)
Hstart = -1;
Hstep = 0.005;
H = Join[Table[h, {h, Hstart, -Hstart, Hstep}], Table[h, {h, -Hstart, Hstart, -Hstep}]];
phiHapp = 0;
thetaHapp = 30;
(*Parametre du champ magnetique anisotropie Han*)
Han = 0.0005;
phiHan = 140;
thetaHan = 90;
(*Parametre du champ magnetique demagnetisant Hd*)
Hd = 1;
(*Parametre du courant*)
ThetaJ = 90;
J[ThetaJ_] := {Sin[ThetaJ * Pi/180], Cos[ThetaJ * Pi/180], 0};
Jx = Sin[ThetaJ * Pi/180];
(*Parametred'echantillon*)
DeltaR = 0.0055;
R = 1;
A = 19.36;
RH = 0.0108;
(* Find energy minimum *)
ClearAll[PHITHETA]
PHITHETA[0] = {phiHapp * Sign[Hstart], thetaHapp * Sign[Hstart]};
PHITHETA[n_] :=
PHITHETA[n] = (180/Pi) * {PHI, THETA}/.(FindMinimum[Enera[H[[n]],
phiHapp * Pi/180, thetaHapp * Pi/180,
Han, phiHan * Pi/180, thetaHan * Pi/180,
Hd, PHI, THETA],
{{PHI, (Pi/180) * PHITHETA[n - 1][[1]]}, {THETA, (Pi/180) * PHITHETA[n - 1][[2]]}}][[2]]

```

```

HM = Table[{H[[n]],
Sin[(Pi/180) * PHITHETA[n][[2]] * Cos[(Pi/180) * PHITHETA[n][[1]]],
Sin[(Pi/180) * PHITHETA[n][[2]] * Sin[(Pi/180) * PHITHETA[n][[1]]],
Cos[(Pi/180) * PHITHETA[n][[2]]]},
{n, 1, Length[H]};

M = Table[{HM[[n]][[2]], HM[[n]][[3]], HM[[n]][[4]], {n, 1, Length[H]};
(* Calcul AMR*)
AMRH = Table[{HM[[n]][[1]], DeltaR * (Cos[ArcCos[J[ThetaJ].M[[n]]])^2/R},
{n, 1, Length[H]};
(* Calcul Effet Hall Planaire *)
EHPH = Table[{HM[[n]][[1]], Jx * DeltaR * A * M[[n]][[1]] * M[[n]][[2]],
{n, 1, Length[H]};
(* Calcul Effet Hall Anomalous *)
EHAH = Table[{HM[[n]][[1]], Jx * RH * {0, 0, 1}.M[[n]]},
{n, 1, Length[H]};
(* Calcul Effet Hall Total *)
THH = Table[{HM[[n]][[1]], EHPH[[n]][[2]] + EHAH[[n]][[2]]},
{n, 1, Length[H]};

Table[{ListPlot[Table[{HM[[n]][[1]], HM[[n]][[j]]}, {n, 1, Length[H]}], {j, 2, 4, 1}]
{ListPlot[AMRH, PlotRange → Full], ListPlot[EHPH, PlotRange → Full],
ListPlot[EHAH, PlotRange → Full], ListPlot[THH, PlotRange → Full]}

SetDirectory[$UserDocumentsDirectory];
etDirectory[$UserDocumentsDirectory];
Export["AMR(H).txt", AMRH, "Table"];
Export["Hall(H).txt", THH, "Table"];

```

A.2 Programme pour calculer AMR et effet Hall en fonction de l'angle φ_H

```

(*Energydefinition E = Hzeeman(Happ) + UniaxialAni(Han) + Hdemag(Hd)*)
Energ[Happ_, thetaHapp_, phiHapp_, Han_, thetaHan_, phiHan_, Hd_, thetaM_, phiM_] :=
-Happ(Sin[thetaHapp] * Cos[phiHapp] * Sin[thetaM] * Cos[phiM] +
Sin[thetaHapp] * Sin[phiHapp] * Sin[thetaM] * Sin[phiM] +
Cos[thetaHapp] * Cos[thetaM]) +
0.5 * Han * Sin[ArcCos[(Sin[thetaHan] * Cos[phiHan] * Sin[thetaM] * Cos[phiM] +
Sin[thetaHan] * Sin[phiHan] * Sin[thetaM] * Sin[phiM] +
Cos[thetaHan] * Cos[thetaM])]]^2 +
0.5 * Hd * Cos[thetaM]^2
(*Parametre du champ magnetique applique H*)
phiHstart = -180;
phiHstep = 1;
phiH = Join[Table[h, {h, phiHstart, -phiHstart, phiHstep}],
Table[h, {h, -phiHstart, phiHstart, -phiHstep}]];
thetaHapp = 90;
Happ = 1;
(*Parametre du champ magnetique anisotropie Han*)
Han = 0.0005;
phiHan = 140;
thetaHan = 90;
(*Parametre du champ magnetique demagnetisant Hd*)
Hd = 1;
(*Parametre du courant*)
ThetaJ = 90;
J[ThetaJ_] := {Sin[ThetaJ * Pi/180], Cos[ThetaJ * Pi/180], 0};
Jx = Sin[ThetaJ * Pi/180];
(*Parametred'echantillon*)
DeltaR = 0.0055;

```

```

R = 1;
A = 19.36;
RH = 0.0108;
(* Find energy minimum *)
ClearAll[THETAPHI]
THETAPHI[0] = {thetaHapp, phiHstart};
THETAPHI[n_] :=
THETAPHI[n] = (180/Pi) * {THETA, PHI}/.
(FindMinimum[Enera[Happ, thetaHapp * Pi/180, phiH[[n]] * Pi/180,
Han, thetaHan * Pi/180, phiHan * Pi/180,
Hd, THETA, PHI],
{{THETA, (Pi/180) * THETAPHI[n - 1][[1]]},
{PHI, (Pi/180) * THETAPHI[n - 1][[2]]}})[[2]]

HM = Table[{phiH[[n]],
Cos[(Pi/180) * THETAPHI[n][[2]]] * Sin[(Pi/180) * THETAPHI[n][[1]]],
Sin[(Pi/180) * THETAPHI[n][[2]]] * Sin[(Pi/180) * THETAPHI[n][[1]]],
Cos[(Pi/180) * THETAPHI[n][[1]]],
THETAPHI[n][[1]],
THETAPHI[n][[2]]},
{n, 1, Length[phiH]};

M = Table[{HM[[n]][[2]], HM[[n]][[3]], HM[[n]][[4]]}, {n, 1, Length[phiH]};

(* Calcul AMR*)
AMRA = Table[{HM[[n]][[1]], DeltaR * (Cos[ArcCos[J[ThetaJ].M[[n]]])^2/R},
{n, 1, Length[phiH]};

(* Calcul Effet Hall Planaire *)
EHPA = Table[{HM[[n]][[1]], Jx * DeltaR * M[[n]][[1]] * M[[n]][[2]]},
{n, 1, Length[phiH]};

(* Calcul Effet Hall Anomalous *)

```

```

EHAA = Table[{HM[[n]][[1]], Jx * RH * {0, 0, 1}.M[[n]], {n, 1, Length[phiH]}}];
(* Calcul Effet Hall Total *)
THA = Table[{HM[[n]][[1]], EHPA[[n]][[2]] + EHAA[[n]][[2]]}, {n, 1, Length[phiH]}}];

Table[{ListPlot[Table[{HM[[n]][[1]], HM[[n]][[j]]}, {n, 1, Length[phiH]}]], {j, 2, 4, 1}}]
{ListPlot[AMRA, PlotRange → Full], ListPlot[EHPA, PlotRange → Full],
ListPlot[EHAA, PlotRange → Full], ListPlot[THA, PlotRange → Full]}

SetDirectory[$UserDocumentsDirectory];
etDirectory[$UserDocumentsDirectory];
Directory[]
Export["AMR(phi)-HinP.txt", AMRA, "Table"];
Export["Hall(phi)-HinP.txt", THA, "Table"];

```

A.3 Programme pour calculer AMR et effet Hall en fonction de l'angle θ_H

```

(*EnergydefinionE = Hzeeman(Happ) + UniaxialAni(Han) + Hdemag(Hd)*)
Enera[Happ_, thetaHapp_, phiHapp_, Han_, thetaHan_, phiHan_, Hd_, thetaM_, phiM_] :=
-Happ(Sin[thetaHapp] * Cos[phiHapp] * Sin[thetaM] * Cos[phiM] +
Sin[thetaHapp] * Sin[phiHapp] * Sin[thetaM] * Sin[phiM] +
Cos[thetaHapp] * Cos[thetaM]) +
0.5 * Han * Sin[ArcCos[(Sin[thetaHan] * Cos[phiHan] * Sin[thetaM] * Cos[phiM] +
Sin[thetaHan] * Sin[phiHan] * Sin[thetaM] * Sin[phiM] +
Cos[thetaHan] * Cos[thetaM])]]^2 +
0.5 * Hd * Cos[thetaM]^2
(*Parametre du champ magnetique applique H*)
thetaHstart = -180;
thetaHstep = 1;
thetaH = Join[Table[h, {h, thetaHstart, -thetaHstart, thetaHstep}],

```

```

Table[h, {h, -thetaHstart, thetaHstart, -thetaHstep}]]];
phiHapp = 90;
Happ = 1;
(*Parametre du champ magnetique anisotropie Han*)
Han = 0.0005;
phiHan = 140;
thetaHan = 90;
(*Parametre du champ magnetique demagnetisant Hd*)
Hd = 1;
(*Parametre du courant*)
ThetaJ = 90;
J[ThetaJ_] := {Sin[ThetaJ * Pi/180], Cos[ThetaJ * Pi/180], 0};
Jx = Sin[ThetaJ * Pi/180];
(*Parametred'echantillon*)
DeltaR = 0.0055;
R = 1;
A = 19.36;
RH = 0.0108;
(* Find energy minimum *)
ClearAll[THETAPHI]
THETAPHI[0] = {thetaHstart, phiHapp};
THETAPHI[n_] :=
THETAPHI[n] = (180/Pi) * {THETA, PHI}/.
(FindMinimum[Enera[Happ, thetaH[[n]] * Pi/180, phiHapp * Pi/180,
Han, thetaHan * Pi/180, phiHan * Pi/180,
Hd, THETA, PHI],
{{THETA, (Pi/180) * THETAPHI[n - 1][[1]]},
{PHI, (Pi/180) * THETAPHI[n - 1][[2]]}}][[2]]
HM = Table[{thetaH[[n]],
Cos[(Pi/180) * THETAPHI[n][[2]]] * Sin[(Pi/180) * THETAPHI[n][[1]]],
Sin[(Pi/180) * THETAPHI[n][[2]]] * Sin[(Pi/180) * THETAPHI[n][[1]]],

```

```

Cos[(Pi/180) * THETAPHI[n][[1]],
THETAPHI[n][[1]],
THETAPHI[n][[2]]},
{n, 1, Length[thetaH]}};

M = Table[{HM[[n]][[2]], HM[[n]][[3]], HM[[n]][[4]]}, {n, 1, Length[thetaH]}};

(* Calcul AMR*)
AMRA = Table[{HM[[n]][[1]], DeltaR * (Cos[ArcCos[J[ThetaJ].M[[n]]])^2/R},
{n, 1, Length[thetaH]}};

(* Calcul Effet Hall Planaire *)
EHPA = Table[{HM[[n]][[1]], Jx * DeltaR * M[[n]][[1]] * M[[n]][[2]]},
{n, 1, Length[thetaH]}};

(* Calcul Effet Hall Anomalous *)
EHAA = Table[{HM[[n]][[1]], Jx * RH * {0, 0, 1}.M[[n]]}, {n, 1, Length[thetaH]}};

(* Calcul Effet Hall Total *)
THA = Table[{HM[[n]][[1]], EHPA[[n]][[2]] + EHAA[[n]][[2]]}, {n, 1, Length[thetaH]}};

Table[{ListPlot[Table[{HM[[n]][[1]],
HM[[n]][[j]]},
{n, 1, Length[thetaH]}]], {j, 2, 4, 1}}
{ListPlot[AMRA, PlotRange -> Full], ListPlot[EHPA, PlotRange -> Full],
ListPlot[EHAA, PlotRange -> Full], ListPlot[THA, PlotRange -> Full]}
SetDirectory[$UserDocumentsDirectory];
etDirectory[$UserDocumentsDirectory];
Directory[];
Export["AMR(angle)-HoutP-H=2kOe-theta=80thetaHa=140-Han=0.0005.txt", AMRA, "Table"];
Export["M(angle).txt", HM, "Table"];

```

A.4 Programme pour calculer la tension d'effet Hall maximum (planaire et anormal) en fonction de d_{Pt}

```

(*Field Sweep for dPt*)
dPt = Table[d, {d, 5, 100, 1}]; (*nm*)
Ix = 0.001; (*I = 1mA*)
DeltaR = 0.0046;
rhoPt = 640; (*nOhm.m*)
rhoPy = 1890; (*nOhm.m*)
RH = 0.07;
dPy = 20; (*dPy = 20nm*)
dRPy = DeltaR * rhoPy/dPy;
anpha = Table[{dPt[[n]], N[rhoPt * dPy/(rhoPt * dPy + rhoPy * dPt[[n]])]},
{n, 1, Length[dPt]}};
(* Calcul Effet Hall Planaire *)
EHPdPt = Table[{dPt[[n]], N[rhoPt * dPy * Ix * dRPy/(rhoPt * dPy + rhoPy * dPt[[n]])]},
{n, 1, Length[dPt]}};
(* Calcul Effet Hall Anomalous *)
EHAdPt = Table[{dPt[[n]], N[2 * Ix * RH * rhoPt * dPy/(rhoPt * dPy + rhoPy * dPt[[n]])]},
{n, 1, Length[dPt]}};

ListPlot[EHPdPt, PlotRange → Full]
SetDirectory[$UserDocumentsDirectory];
etDirectory[$UserDocumentsDirectory];
Directory[];
Export["Hall planair(d).txt", EHPdPt, "Table"];
Export["Hall-Anomalous(d).txt", EHAdPt, "Table"];

```


Bibliographie

- [1] J.-E. Wegrowe, H.-J. Drouhin, and D. Lacour, Phys. Rev. B **89**, 094409 (2014).
- [2] M.-J. Conover, M.-B. Brodsky, J.-E. Mattson, C.-H. Sowers, and S.-D. Bader, J. Magn. Magn. Mater. **102**, L5 (1991).
- [3] J. Sakurai, M. Horie, S. Araki, H. Yamamoto, and T. Shinijo, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 2522 (1991).
- [4] J. Shi, R.-C. Yu, S.-S.-P. Parkin, and M.-B. Salamon, J. Appl. Phys. **73**, 5524 (1993).
- [5] L. Piraux, M. Cassart, E. Grivei, M. Kinany-Alaoui, V. Bayot, J. Samuel Jiang, J. Q. Xiao, and C.-L. Chien, J. Magn. Magn. Mater. **136**, 221 (1994).
- [6] L. Gravier, A. Fábíán, A. Rudolf, A. Cachin, J.-E. Wegrowe, and J.-P. Ansermet, J. Magn. Magn. Mater. **271**, 153 (2004).
- [7] A. Fukushima, H. Kubota, A. Yamamoto, Y. Suzuki, and S. Yuasa, in *25th International Conference on Thermoelectrics* (2006), p. 242.
- [8] J.-E. Wegrowe, Q.-A. Nguyen, M. Al-Barki, J.-F. Dayen, T. L. Wade, and H.-J. Drouhin, Phys. Rev. B **73**, 134422 (2006).
- [9] J. Flipse, F.-L. Bakker, A. Slachter, F.-K. Dejene, and B.-J. van Wees, Nat. Nanotech. **7**, 166 (2012).
- [10] M. Erekhinsky, F. Casanova, I. K. Schuller, and A. Sharoni, Appl. Phys. Lett. **100**, 212401 (2012).
- [11] A. Slachter, F.-L. Bakker, J.-P. Adam, and B.-J. vanWees, Nat. Phys. **6**, 879 (2010).
- [12] A. Slachter, F. L. Bakker, and B. J. van Wees, Phys. Rev. B **84**, 174408 (2011).
- [13] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **455**, 778 (2008).

- [14] K. Uchida, S. Takahashi, J. Ieda, K. Harii, K. Ikeda, W. Koshibae, S. Maekawa, and E. Saitoh, *J. Appl. Phys.* **105**, 07C908 (2009).
- [15] K. Uchida, T. Ota, K. Harii, S. Takahashi, S. Maekawa, Y. Fujikawa, and E. Saitoh, *Solid State Commun.* **150**, 524 (2010).
- [16] K. Uchida, T. Ota, K. Harii, K. Ando, K. Sasage, H. Nakayama, K. Ikeda, and E. Saitoh, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 2386 (2009).
- [17] T. Ota, K. Uchida, Y. Kitamura, T. Yoshino, H. Nakayama, and E. Saitoh, *JPCS* **200**, 062020 (2010).
- [18] M. Weiler, M. Althammer, F. D. Czeschka, H. Huebl, M. S. Wagner, M. Opel, I.-M. Imort, G. Reiss, A. Thomas, R. Gross, et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 106602 (2012).
- [19] C.-M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D.-D. Awschalom, J.-P. Heremans, and R.-C. Myers, *Nat. Mater.* **9**, 898 (2010).
- [20] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, et al., *Nat. Mater.* **9**, 894 (2010).
- [21] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010).
- [22] G. E.-W. Bauer, E. Saitoh, and B. J. v. Wees, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
- [23] K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nat. Mater.* **10**, 737 (2011).
- [24] M.-V. Costache, M. Sladkov, S.-M. Watts, C.-H. van der Wal, and B.-J. van Wees, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 216603 (2006).
- [25] K. Uchida, T. Ota, H. Adachi, J. Xiao, T. Nonaka, Y. Kajiwara, G.-E.-W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh, *J. Appl. Phys.* **111**, 103903 (2012).
- [26] G.-L. da Silva, L.-H. Vilela-Leão, S.-M. Rezende, and A. Azevedo, *J. Appl. Phys.* **111**, 07C513 (2012).
- [27] G.-E.-W. Bauer and Y. Tserkovnyak, *Physics* **4**, 40 (2011).
- [28] C.-W. Sandweg, Y. Kajiwara, A.-V. Chumak, A.-A. Serga, V.-I. Vasyuchka, M.-B. Jungfleisch, E. Saitoh, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 216601 (2011).
- [29] M. Schmid, S. Srichandan, D. Meier, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, M. Vogel, G. Reiss, C. Strunk, and C.-H. Back, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 187201 (2013).

- [30] J. Xiao, G.-E.-W. Bauer, K. Uchida, E. Saitoh, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **81**, 214418 (2010).
- [31] H. Adachi, J.-i. Ohe, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **83**, 094410 (2011).
- [32] J.-i. Ohe, H. Adachi, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **83**, 115118 (2011).
- [33] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, and S. Maekawa, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 036501 (2013).
- [34] L. Chotorlishvili, Z. Toklikishvili, V.-K. Dugaev, J. Barnaś, S. Trimper, and J. Berakdar, *Phys. Rev. B* **88**, 144429 (2013).
- [35] S.-Y. Huang, W.-G. Wang, S.-F. Lee, J. Kwo, and C.-L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 216604 (2011).
- [36] S.-Y. Huang, X. Fan, D. Qu, Y.-P. Chen, W.-G. Wang, J. Wu, T.-Y. Chen, J.-Q. Xiao, and C.-L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 107204 (2012).
- [37] A.-D. Avery, M.-R. Pufall, and B.-L. Zink, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 196602 (2012).
- [38] Y. Pu, E. Johnston-Halperin, D.-D. Awschalom, and J. Shi, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 036601 (2006).
- [39] L. Chen, F. Matsukura, and H. Ohno, *Nat. Commun.* **4**, 2055 (2013).
- [40] S.-L. Yin, Q. Mao, Q.-Y. Meng, D. Li, and H.-W. Zhao, *Phys. Rev. B* **88**, 064410 (2013).
- [41] T. Lin, C. Tang, and J. Shi, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 132407 (2013).
- [42] M. Ishida, A. Kirihaara, H. Someya, K. Uchida, S. Kohmoto, E. Saitoh, and T. Murakami, *ArXiv e-prints* (2013), [1307.3320](#).
- [43] W.-J. Xu, B. Zhang, Z. Wang, S.-S. Chu, W. Li, Z.-B. Wu, R.-H. Yu, and X.-X. Zhang, *EPJ B* **65**, 233 (2008).
- [44] V. D. Ky, *Phys. Status Solidi B* **22**, 729 (1967).
- [45] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.-H. MacDonald, and N.-P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
- [46] J. Kimling, J. Gooth, and K. Nielsch, *Phys. Rev. B* **87**, 094409 (2013).
- [47] H. Katsura, N. Nagaosa, and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 066403 (2010).

- [48] Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Science* **329**, 297 (2010).
- [49] J. M. G. Vilar and J. M. Rubí, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **98**, 11081 (2001).
- [50] I. Prigogine, *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes* (John Wiley and Sons Inc, New York, 1962).
- [51] E. C. G. Stueckelberg de Breidenbach and P. B. Scheurer, *Thermocinétique phénoménologique galiléenne* (Basel : Birkhäuser, Suisse, 1974).
- [52] S.-R. De Groot and P. Mazur, *Non-equilibrium Thermodynamics* (The Netherlands, 1962).
- [53] T.-R. McGuire and R. I. Potter, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975).
- [54] L. Onsager, *Phys. Rev.* **37**, 405 (1931).
- [55] L. Onsager, *Phys. Rev.* **38**, 2265 (1931).
- [56] P.-W. Bridgman, *Phys. Rev.* **24**, 644 (1924).
- [57] C. A. Domenicali, *Rev. Mod. Phys.* **26**, 237 (1954).
- [58] J.-E. Wegrowe and M.-C. Ciornei, *Am. J. Phys.* **80**, 607 (2012).
- [59] S.-H. Wang, L.-K. Zou, J.-W. Cai, B.-G. Shen, and J.-R. Sun, *Phys. Rev. B* **88**, 214304 (2013).
- [60] A.-V. Chumak, A.-A. Serga, M.-B. Jungfleisch, R. Neb, D.-A. Bozhko, V.-S. Tiberkevich, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082405 (2012).
- [61] J.-E. Wegrowe, *J. Phys. : Condens. Matter* **25**, 366003 (2013).
- [62] D. Reguera, J.-M. Rubín, and J.-M.-G. Vilar, *J. Phys. Chem. B* **109**, 21502 (2005).
- [63] J.-E. Wegrowe, S.-M. Santos, M.-C. Ciornei, H.-J. Drouhin, and J.-M. Rubí, *Phys. Rev. B* **77**, 174408 (2008).
- [64] J.-E. Wegrowe and H.-J. Drouhin, *Entropy* **13**, 316 (2011).
- [65] T. An, V. I. Vasyuchka, K. Uchida, A.-V. Chumak, K. Yamaguchi, K. Harii, J. Ohe, M.-B. Jungfleisch, Y. Kajiwara, H. Adachi, et al., *Nat. mater.* **12**, 549 (2013).
- [66] K. Uchida, T. Nonaka, T. Yoshino, T. Kikkawa, D. Kikuchi, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Express* **5**, 093001 (2012).